

Neue Schaltungen
elektronischer Y- und Z-Gyratoren
ihr Stabilitätsverhalten
und ihre Anwendung in aktiven
Gyrator-C Filtern

von

JOCHEN H. W. MÜLLER

aus München

1972 # 416

Neue Schaltungen elektronischer Y- und Z-Gyratoren, ihr

Stabilitätsverhalten und ihre Anwendung in aktiven Gyra-

tor-C-Filtern

Der Technischen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Grades

DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt von

Jochen H. W. Müller

Erlangen, 1972

Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 22.3.1972

Tag der Promotion: 30.6.1972

Dekan: Prof. Dr. O. Molerus

Berichterstatter: Prof. Dr. Ing. D. Seitzer

Prof. Dr. Ing. R. Unbehauen



Neue Schaltungen elektronischer Y- und Z-Gyratoren, ihr Stabilitätsverhalten und ihre Anwendung in aktiven Gyrator-C-Filtern

	Seite
<u>Zusammenfassung</u>	I
<u>1. Einleitung</u>	1
1.1. Grundsätzliche Eigenschaften und einfache Beispiele aktiver RC-Filter	1
Klassifikation aktiver RC-Filter nach dem Nennernorm- nom der Übertragungsfunktion	6
1.2. Vorteile der Gyrator-C-Methode	17
1.3. Stand der Technik und eigene Beiträge	18
1.3.1 Gyratoren nach der Kettenmatrix	19
1.3.2 Gyratoren nach der Y-Matrix	21
1.3.3 Schwimmende Y-Gyratoren	26
1.3.4 Geerdeter Z-Gyrator	28
<u>2. Grundlagen</u>	29
2.1. Praktische Anforderungen an Gyratoren	29
2.2. Realisierung schwimmender Y-Gyratoren	30
2.3. Einige grundlegende Formeln	31
2.3.1 Aktive und passive Gyratoren im Sinne der Vier- poltheorie	31
2.3.2 Schwimmende Induktivität, realisiert mit zwei geerdeten Gyratoren	31
2.3.3 Güte eines praktischen Gyrators	33
2.3.4 Verlustkompensation bei Gyratoren	35
<u>3. Untersuchung des Stabilitätsverhaltens von reaktiv belasteten Y- und Z-Gyratoren</u>	37
3.1. Stabilität des beidseitig kapazitiv belasteten Y-Gyrators Auswirkung einer Verringerung der Verluste auf die kriti- sche Frequenz	44
3.2. Stabilität des beidseitig induktiv belasteten Y-Gyrators	45
3.3. Stabilität des beidseitig induktiv belasteten Z-Gyrators	47
3.4. Stabilität des beidseitig kapazitiv belasteten Z-Gyrators	49

	Seite
3.5. Stabilität einseitig reaktiv belasteter Gyratoren	50
Y-Gyrator	50
Z-Gyrator	52
3.6. Ergebnis der Stabilitätsuntersuchung	53
<u>4. Stromquellen und Negativ-Impedanz-Converter</u>	55
4.1 Zwei bevorzugte Stromquellen	55
Spannungsgesteuerte Stromquelle in Form eines gegen- gekoppelten Transistors	55
Stromgesteuerte Stromquelle	57
4.2 Neue geerdete und schwimmende Negativ-Impedanz- Converter-Schaltungen	59
Modifizierung der Wilson-Quelle für negative Aus- gangsadmittanz	59
Schwimmender negativer Widerstand	60
<u>5. Entwurf und Analyse neuer Gyratorschaltungen</u>	62
5.1. Neuer Z-Gyrator	62
5.1.1 Entwurf der Schaltung	62
5.1.2 Vierpolmatrix und Grundgüte	69
5.1.3 Gemessene Güten und Stabilisierung des Z-Gyrators	70
5.1.4 Zusammenstellung der Merkmale des Z-Gyrators	74
5.2. Neuer Y-Gyrator mit einem schwimmenden Tor	76
5.2.1 Entwurf der Schaltung und Analyse	76
Analyse	80
5.2.2 Symmetrieverhalten des Gyrtors	82
5.2.3 Frequenzverhalten des Gyrtors	85
Einfluß der Steilheitsgrenzfrequenz der Verstär- kertransistoren auf Güte und Resonanzfrequenz	85
Einfluß der Basis-Kollektor-Kapazitäten der Ver- stärkertransistoren	87
Einfluß von Streukapazitäten der Stromquellen	88
5.2.4 Phasen- und Verlustkompensation	91
5.2.5 Wirkungsgrad und Nichtlinearitäten	94
Parasitäre Nichtlinearitäten	96

5.2.6	Zusammenstellung der Merkmale des schwimmenden Y-Gyrators	98
5.3.	Neuer geerdeter Y-Gyrator	99
5.3.1	Entwurf und Ausführung der Schaltung	99
5.3.2	Grundgüte und Frequenzverhalten	103
5.3.3	Phasenkompensation und Verlustkompensation	107
5.3.4	Wirkungsgrad und Nichtlinearitäten Parasitäre Nichtlinearitäten	109 112
5.3.5	Zusammenstellung der Merkmale des geerdeten Y-Gy- rators	116
6.	<u>Realisierung einiger Filterstrukturen</u>	117
6.1	Sprachkanal-Tiefpassfilter mit 3,4 kHz Grenzfrequenz	117
6.2	Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 500 kHz	118
6.3	Bandpassfilter 14. Grades mit einer Mittenfrequenz von 28,3 kHz und 10 % Bandbreite	121
	<u>Schlußbetrachtung</u>	128



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548612_0003

Zusammenfassung

In dieser Arbeit sind drei neue Gyratoren entworfen und analysiert. Ihre Eigenschaften sind theoretisch abgeleitet und experimentell bestätigt. Zwei dieser Gyratoren vom Y-Typ sind besonders für den praktischen Einsatz zur spulenlosen Realisierung von nachrichtentechnischen Filtern geeignet. Sie zeichnen sich durch einen hohen Frequenzbereich (bis fast 1 MHz) aus, sind gut monolithisch integrierbar und in bezug auf Gyrationswiderstand und Versorgungsspannung sehr flexibel. Eine allgemeine Theorie der Stabilität von Gyratoren in spulenlosen Resonanzkreisen wird hergeleitet. Sie zeigt, daß Y-Gyratoren zur Simulation von Induktivitäten und Z-Gyratoren zur Simulation von Kapazitäten mittels dual gewandelter Induktivitäten besonders geeignet sind. Die Aussagen dieser in ihrer Allgemeinheit neuen Stabilitätsbetrachtung über Gyratoren sind insbesondere durch die Untersuchungen des neuen Z-Gyrators bestätigt worden. Die Anwendbarkeit der Y-Gyratoren wird anhand einiger nachrichtentechnischer Filter demonstriert. Hier ist insbesondere ein Sprachkanal-Bandpassfilter 14. Grades bei 28 kHz Mittenfrequenz und ein Tiefpassfilter 5. Grades bei 500 kHz Grenzfrequenz erwähnenswert.

Die Arbeit besteht aus 6 Kapiteln, deren Inhalt im folgenden jeweils gesondert zusammengefaßt ist.

Im einleitenden 1. Kapitel werden verschiedene aktive RC-Filtermethoden an Beispielen von charakteristischen Filterstrukturen zweiten Grades abgehandelt, die Abhängigkeit der Polgüte vom aktiven Parameter angegeben und die Empfindlichkeit der Polgüte gegenüber den passiven und aktiven Parametern dargestellt (Abschn. 1.1). Im einzelnen sind spezielle Filter mit NIC, mit rückgekoppelten Verstärkern unter besonderer Betonung der Schaltung nach Moschytz und nach der Analogrechnermethode systematisch zusammengestellt, um die wesentlichen Probleme aufzuzeigen und damit die Vorteile der Gyrtor-C-Filter deutlich werden zu lassen. Diese Vorteile sind in Abschn. 1.2 zusammengefaßt. Insbesondere bietet die Gyrtor-C-Methode die vorteilhafte Möglichkeit, Filter höheren Grades als praktisch verlustloses, beiderseits angepaßtes Gesamtfilter zu realisieren, während mit aktiven RC-Methoden solche Filter aus Gründen der Empfindlichkeit als Kettenschaltung von Teilfiltern 2. Grades realisiert werden müssen. Daher können Gyrtor-C-Filter grundsätzlich etwa genau so unempfindlich wie LC-Filter gegenüber Änderungen der Bauelementewerte sein.

Im Abschnitt 1.3 "Stand der Technik und eigene Beiträge" werden nach Realisierungsmethoden gegliedert die wichtigsten bisherigen Gyrtorrealisierungen den in

dieser Arbeit vorgestellten neuen Gyrtorrealisierungen gegenübergestellt. Anhand von Gütekurven über der Frequenz werden die guten Eigenschaften der neuen Y-Gyrtoren demonstriert.

Im Kapitel 2, das den Grundlagen gewidmet ist, werden zunächst die praktischen Anforderungen an Gyrtoren diskutiert und speziell der Wunsch nach einem flexiblen Gyrtionswiderstand dargelegt. Die Begriffe und Formeln, die für aktive Gyrtoren in den folgenden Kapiteln wichtig sind, werden hier abgeleitet.

Ein wesentliches Kapitel (Kapitel 3) dieser Arbeit ist dem Stabilitätsverhalten von Gyrtoren gewidmet. Die Stabilität wird auf sehr allgemeine Art und Weise untersucht, indem die Rückkopplungsschleifen der Gyrtoren aufgetrennt und die entstehenden Verstärkerschaltungen nach Bode analysiert werden. Diese Methode wird auf Y- und Z-Gyrtoren mit ein- oder beidseitig kapazitiver und induktiver Belastung angewandt. Es zeigt sich, daß Y-Gyrtoren mit kapazitiver Last und Z-Gyrtoren mit induktiver Last besonders stabil sind. Der Z-Gyrtor neigt im Falle beidseitig kapazitiver Last zu hochfrequenten Eigenschwingungen und kommt zur Simulierung von Induktivitäten weniger in Frage. Als mögliche Anwendung des Z-Gyrtors wird eine neue Schaltung zur Impedanzvervielfachung angegeben.

In Kapitel 4 werden zwei Stromquellen behandelt, die für den Entwurf der in Kapitel 5 vorgestellten Gyrtoren unentbehrlich sind. Die Stromquellen werden hier im Gegensatz zur sonst üblichen Definition als Vierpole betrachtet, mit einem Steuertor (das von einem Referenzstrom durchflossen bzw. von einer Referenzspannung angesteuert wird) und einem hochohmigen Ausgangstor. Eine Analyse der beiden Stromquellen hinsichtlich Steuerung und Ausgangsimpedanz zeigt die gute Brauchbarkeit der beiden Quellen. Weiters werden hier zwei neue NIC-Schaltungen vorgestellt, eine geerdete und eine schwimmende, die sich sehr gut zur breitbandigen Verlustkompensation bei Gyrtoren eignen. Die hier gewonnenen Erkenntnisse und Schaltungen werden im folgenden Kapitel 5 verwendet.

Im 5. Kapitel "Entwurf und Analyse neuer Gyrtorschaltungen" wird je ein geerdeter Gyrtor vom Z- und Y-Typ vorgestellt und weiters ein schwimmender Gyrtor vom Y-Typ zur Simulierung erdfreier Induktivitäten.

Der Entwurf des neuen Z-Gyrtors wird erst nach einer Analyse des Z-Gyrtors von McGregor voll verständlich, die aus diesem Grunde vorangestellt ist. Erst diese Analyse zeigt die Entstehung der Schaltungen aus einer Reihenschaltung zweier stromgesteuerter Spannungsquellen, die 180° Phasenunterschied haben. Unter Einsparung eines phaseninvertierenden Transistors wird hier auf ähnliche Weise ein neuer Z-Gyrtor aus zwei gleichen stromgesteuerten Spannungsquellen

mit externer Überkreuzung abgeleitet, seine Güte analysiert und die Frequenzabhängigkeit der Güte untersucht. Nach den Ergebnissen von Kapitel 3 ist der kapazitiv belastete Z-Gyrator dann mit Sicherheit stabil, wenn ein Tor leerläuft. Diese Tatsache wird experimentell verifiziert, weiters Maßnahmen angegeben, um die hochfrequente Schwingneigung des Z-Gyrators bei beidseitiger kapazitiver Last zu unterdrücken. Zuletzt werden die Vor- und Nachteile tabellarisch angegeben.

Für die Simulierung erdfreier Induktivitäten eignet sich der in Abschn. 5.2 beschriebene schwimmende Y-Gyrator besonders gut, der ebenfalls auf einer neuartigen Schaltung beruht. Das Schwergewicht dieses Gyrtors liegt in seiner besonders kleinen Gleichstromverlustleistung (herab bis 1 mW möglich) und in seinem guten Symmetrieverhalten, das in Filteranwendungen wichtig ist. Alle Einflüsse auf das Frequenzverhalten der Güte werden analysiert und durch entsprechende Messungen bestätigt. Eine Breitband-Verlustkompensation mit Hilfe einer neuartigen Entdämpfungsschaltung ermöglicht es, diesen Gyrator bis zu einigen hundert kHz praktisch verlustfrei zu machen. Die Schaltung ist gut monolithisch integrierbar. Die Abhängigkeit der Eigenschaften von verschiedenen Parametern ist aufgezeigt.

Der in Abschn. 5.3 vorgestellte neue geerdete Y-Gyrator wird mit Hilfe von spannungsgesteuerten Stromquellen abgeleitet und der hohe Wirkungsgrad dieses Gyrtors gezeigt. Die in diesem Gyrator verwendeten stromverstärkenden stromgesteuerten Stromquellen bewirken nicht nur eine Verbesserung des Wirkungsgrades, sondern auch eine Erhöhung der Grundgüte. Durch Phasen- und Verlustkompensation gelingt es, diesen Gyrator dem idealen Verhalten soweit anzunähern, daß er praktisch als verlustfrei betrachtet werden kann. Ein Einsatz ist bis fast 1 MHz möglich. Die parasitäre Kapazität parallel zu den Abschlußstufen wird ermittelt und die Güte und Frequenzgenauigkeit in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern angegeben. Dieser Gyrator zeichnet sich insbesondere durch eine hohe Flexibilität (Gyrationswiderstand und Versorgungsspannungen in weitem Bereich wählbar), durch hohen Wirkungsgrad und durch einfache Handhabung (keine Arbeitspunktprobleme) aus.

Kapitel 6 beschreibt die mit den neuen Y-Gyratoren ausgerüsteten Filter. Mit den schwimmenden Y-Gyratoren wurde ein Cauer-Parameter-Tiefpaßfilter 5. Grades mit 3,4 kHz Grenzfrequenz gebaut, das mit einer sehr geringen Gesamtverlustleistung von nur 4,5 mW auskommt. Das Verhalten bei hohen Frequenzen wurde an einem Tiefpaßfilter 5. Grades mit einem Durchlaßbereich bis ca. 500 kHz demonstriert. Mit geerdeten Gyrtoren wurde ein Einsittenband-Sprachkanal-Bandpaß 14. Grades bei 28 kHz Mittenfrequenz aufgebaut. Dieses Filter ist nach einer Synthese verlustfrei-

er LC-Filter aufgebaut, die bei der Verwendung konventioneller Spulen kaum noch anwendbar ist.

1. Einleitung

Mit dem Aufkommen der monolithischen Halbleitertechnik begann eine stürmische Entwicklung, die die Transistorverstärker sehr billig und klein werden ließ. Hand in Hand mit dieser Entwicklung ging die Schichtschaltungstechnik, die den ehemals dreidimensionalen Schaltungsaufbau zweidimensional werden ließ. So können heute Widerstände und Kondensatoren sehr genau und gut in Dünn- und Dickfilmtechnik hergestellt werden. Ganze Verstärker und spezielle Transistorschaltungen werden in monolithischer Technik auf einem Chip von wenigen mm^2 Größe kosten- und platzsparend integriert. Dieser Aufschwung auf der einen Seite und andererseits die Unmöglichkeit der Erzeugung von Induktivitäten höherer Werte und entsprechender Güte in zweidimensionaler Technik haben unter anderem die aktiven Filtertechniken in den Brennpunkt des Interesses gestellt. Wesentlich angeregt wurde diese Aktivität durch J. G. Linvill / 1 /, der 1953 nachrichtentechnische Filter durch passive RC-Netzwerke und einen aktiven Negativ-Impedanz-Converter (NIC) realisierte. Seitdem sind viele verschiedene Methoden zur spulenlosen Realisierung von Übertragungsfunktionen zweiten und höheren Grades entwickelt worden. Im Interesse einer geringen Empfindlichkeit ist es bei den meisten aktiven Realisierungsmethoden empfehlenswert, ein aktives Filter höheren Grades als Kettenschaltung von Gliedern zweiten Grades aufzubauen. (Sipress / 2 /). Zu den bekannten aktiven Filtermethoden für Übertragungsfunktionen 2. Grades gehören die NIC-Methoden nach Linvill und Yanagisawa / 8 / und die Methoden, die auf dem Prinzip der rückgekoppelten Verstärker beruhen, wie z.B. die Schaltungen nach Sallen-Key / 9 /, Analogrechnerfilter und die Methode nach Moschytz / 10 /. Ein weiteres Verfahren ist die Gyrator-C-Methode, die bei Teilfiltern 2. Grades ebenso gut oder besser abschneidet, da sie nicht auf Entdämpfungseffekten beruht / 67 / wie die NIC-Methoden. Bei der Realisierung hochqualifizierter Filter stellt die Gyrator-C-Methode die günstigste Methode dar, da bei Filtern höheren Grades aufgrund der Möglichkeit der Gesamtrealisierung die Vorteile der Anpassung (das wesentliche Merkmal passiver LC-Filter) erhalten bleiben, wie von Orchard / 66 / dargelegt wurde.

1.1. Grundsätzliche Eigenschaften und einfache Beispiele aktiver RC-Filter

Betrachtet man eine Übertragungsfunktion $T(p) = N(p) / D(p)$ eines Vierpols und beschränkt man sich auf Übertragungsfunktionen 2. Grades, so lassen sich durch passive RC-Vierpole beliebige Zählerpolynome $N(p)$, aber nicht beliebige Nennerpolynome $D(p)$ verwirklichen. Durch Doppel-T-RC-Glieder lassen sich beispielsweise beliebig hohe Nullstellengüten (auch negative) erreichen, während die Polgüten des Nennerpolynoms bei passiver RC-Realisierung auf Werte kleiner

1/2 beschränkt bleiben, da Pole nur auf der reellen Achse der linken Halbebene existieren können. Unser Interesse gilt daher besonders Nennerpolynomen mit Polgüten größer 1/2.

Im folgenden wollen wir anhand eines Beispiels (siehe Bild 1.1) die Zusammenhänge zwischen der Lage der Eigenfrequenzen und der Polgüte Q diskutieren.

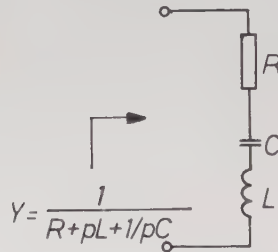


Bild 1.1 Leitwert bestehend aus R, L und C

Nach Umformung lautet der Leitwert des betrachteten Serienkreises, mit $p = j\omega$

$$Y = \frac{pC}{p^2 LC + pRC + 1} \quad (1.1.1)$$

Seine Resonanzfrequenz ist

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (1.1.2)$$

seine Güte

$$Q = \frac{\omega_r L}{R} \quad (1.1.3)$$

Normiert man auf die Resonanzfrequenz und schreibt den Leitwert Y mit den normierten Frequenzen $s = \frac{p}{\omega_r}$, so gilt

$$Y = \frac{s \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}}{s^2 + \frac{s}{Q} + 1} \quad (1.1.4)$$

Die Nullstellen des Nennerpolynoms, das sind die Pole des Leitwertes, lauten:

$$s_{1,2} = -\frac{1}{2Q} \pm j \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \quad (1.1.5)$$

Den Zusammenhang zwischen der Lage der Pole und der Güte zeigt anschaulich ein Diagramm in der s-Ebene (Bild 1.2).

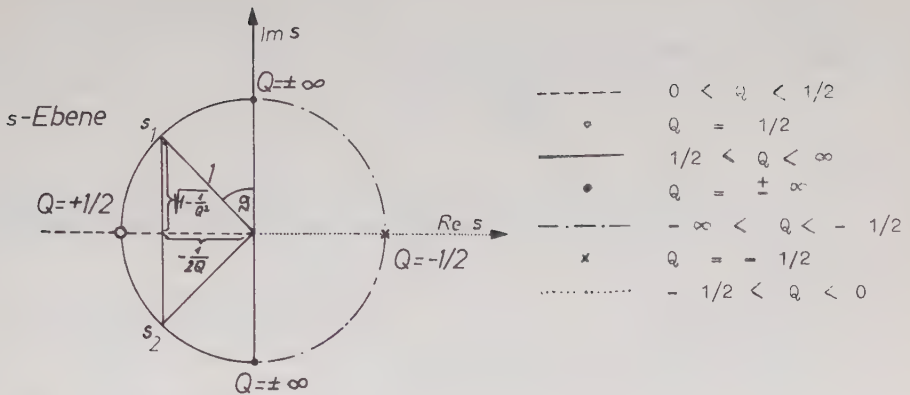


Bild 1.2 Zusammenhang zwischen der Lage der Pole und der Güte

Führt man gemäß Bild 1.2 den Winkel ψ ein, so beträgt die Güte für konjugiert komplexe Pole wegen Gleichung 1.1.5

$$Q = \frac{1}{2 \sin \psi} \quad (1.1.6)$$

Kehren wir nun zu unserem Nennerpolynom in Koeffizientenschreibweise $D(p) = ap^2 + bp + c$ zurück, so erhalten wir folgende Pole:

$$p_{1,2} = -\frac{b}{2a} \pm \frac{\sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (1.1.7)$$

Ist die Diskriminante $b^2 - 4ac$ gleich 0, so ergibt sich ein reeller Doppelpol an der Stelle $-b/2a$. Für Diskriminanten größer 0 sind die Polgüten Q kleiner 1/2. Schließlich erhalten wir für Diskriminanten kleiner 0 konjugiert komplexe Pole und einen Phasenwinkel nach $\sin \psi = \frac{b}{2\sqrt{a \cdot c}}$, der einer Polgüte von

$$Q = \frac{\sqrt{a \cdot c}}{b} \quad (1.1.8)$$

entspricht.

Da uns weiter interessiert, wie stark sich diese Polgüte in Abhängigkeit von einem Parameter k (beispielsweise eine Verstärkung) ändert, definieren wir die Empfindlichkeit der Polgüte in Abhängigkeit von diesem Parameter als

$$S_k^Q = \frac{\partial Q}{\partial k} \cdot \frac{k}{Q} \quad (1.1.9)$$

Wir zerlegen nun das Nennerpolynom $D(p)$ in seine Faktoren $D(p) = (p+p_1)(p+p_2)$ und betrachten die Güte Q und ihre Empfindlichkeit in den beiden möglichen Fällen reeller und komplexer Nullstellen $-p_i$ ($i = 1, 2$).

a) $p_{1,2}$ seien reelle Pole: In diesem Fall ist die Polgüte

$$Q = \frac{\sqrt{p_1 \cdot p_2}}{p_1 + p_2} \leq \frac{1}{2}, \quad (1.1.10)$$

wie es bei passiven RC-Realisierungen immer der Fall ist. Die Polfrequenzen liegen auf der negativen reellen Achse, die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von den Polgüten $S_{p_i}^Q$ ($i = 1, 2$) ist kleiner gleich $1/2$.

b) $p_{1,2}$ seien konjugiert komplexe Pole: In diesem Fall liegen die Polgüten Q im Bereich $1/2 < Q < \infty$. Die Empfindlichkeit der Güte Q bei Änderungen der Polstellen ist betragsmäßig klein

$$\left| S_{p_i}^Q \right| < 1 \quad (i = 1, 2).$$

Dies wird in einem ersten Beispiel anhand eines passiven LC-Tiefpasses gezeigt (Bild 1.3).

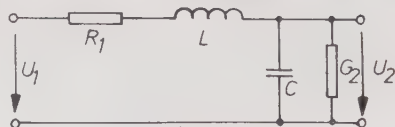


Bild 1.3 passiver LC-Tiefpass

Die entsprechende Spannungsübertragungsfunktion lautet

$$T = \frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{LCp^2 + (LG_2 + R_1C)p + (R_1G_2 + 1)}. \quad (1.1.11)$$

Daraus erhält man eine Empfindlichkeit der passiven Elemente

$$S_L^Q = -S_C^Q < 1/2.$$

Diese Empfindlichkeit läßt sich auf Null verringern, indem man folgende Bedingung erfüllt:

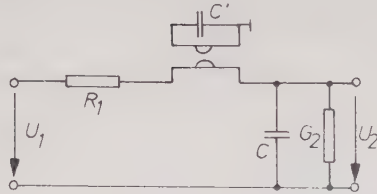
$$LG_2 = R_1C. \quad (1.1.12)$$

Das gleiche Tiefpaßglied erhält man in Gyrator-C-Technik, indem die Induktivität durch einen kapazitiv abgeschlossenen Gyrator (vgl. Abschn. 1.3.) ersetzt wird (Bild 1.4). Dadurch bleibt die Übertragungsfunktion die gleiche. Die Empfindlichkeiten bleiben vergleichbar mit denen der passiven LC-Filter, und der wichtige Vorteil der Empfindlichkeit gleich Null bei Anpassung bleibt erhalten, wie die folgenden Gleichungen zeigen.

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{r_1 r_2 C' C p^2 + (r_1 r_2 C' G_2 + R_1 C) p + (1 + R_1 G_2)} \quad (1.1.13)$$

$$S_{r_1}^Q = S_{r_2}^Q < 1/2 \quad S_C^Q = S_{C'}^Q < 1/2$$

Nebenbedingung: $r_1 r_2 C' G_2 = R_1 C$ gibt $S_{r_1}^Q = S_{r_2}^Q = S_C^Q = S_{C'}^Q = 0$



$$Z_G = \begin{pmatrix} 0 & r_1 \\ -r_2 & 0 \end{pmatrix}$$

Bild 1.4 Gyrator-C-Tiefpass entsprechend Bild 1.3 und Widerstandsmatrix des Gyrtors

Analogrechnerfilter / 3 / als ein weiteres Beispiel haben im Falle 2. Grades gleich gute Empfindlichkeiten wie Gyrator-C-Filter, da die Stabilität gesichert ist. Lautet das Nennerpolynom $D(p) = ap^2 + bp + c$, so verlangt das Stabilitätskriterium von Hurwitz-Routh / 4 /, daß $a, b, c \geq 0$ und reell sein müssen. Da bei der Analogrechnermethode die Koeffizienten durch Spannungsteiler (Widerstandsverhältnisse) gegeben sind, ist die Bedingung von Hurwitz-Routh erfüllt. Erst bei Analogrechnerfiltern höheren Grades ist das Kriterium positiver Koeffizienten allein nicht mehr ausreichend / 4 /. Bild 1.5 zeigt als Beispiel eine Realisierung solch eines Tiefpassfilters 2. Grades, das zwei Integratoren und einen Summierverstärker enthält.

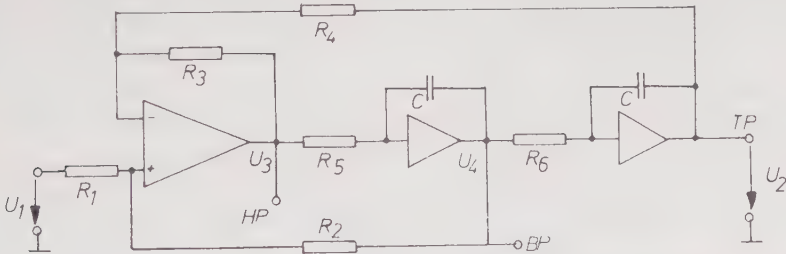


Bild 1.5 Realisierung eines Tiefpassfilters nach der Analogrechnermethode

Die Übertragungsfunktion des Tiefpasses lautet mit $\tau = R_5 \cdot C = R_6 \cdot C$

$$T_{TP} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{p^2 \tau^2 \cdot \frac{R_4}{R_3 + R_4} + p \tau \frac{R_1}{R_1 + R_2} + \frac{R_3}{R_3 + R_4}} \quad (1.1.14)$$

Gleichzeitig mit dem Tiefpass erhält man auch eine Bandpass- und Hochpass-Über-

tragungsfunktion, wenn man die entsprechenden Ausgänge BP bzw HP (Bild 1.5) benutzt.

$$T_{BP} = \frac{U_4}{U_1} = - \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{p\tau}{p^2\tau^2 \cdot \frac{R_4}{R_3 + R_4} + p\tau \frac{R_1}{R_1 + R_2} + \frac{R_3}{R_3 + R_4}}, \quad (1.1.15)$$

$$T_{HP} = \frac{U_3}{U_1} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{p^2\tau^2}{p^2\tau^2 \cdot \frac{R_4}{R_3 + R_4} + p\tau \frac{R_1}{R_1 + R_2} + \frac{R_3}{R_3 + R_4}}. \quad (1.1.16)$$

Mit Hilfe eines zusätzlichen Summierers lassen sich auch beliebige Zählerpolynome realisieren, wie Bild 1.6 zeigt.

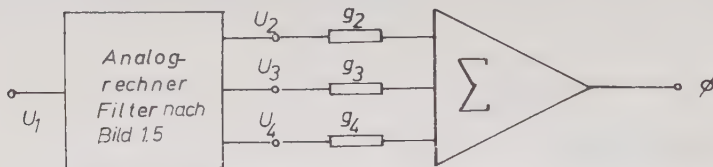


Bild 1.6 Realisierung einer beliebigen Übertragungsfunktion 2. Grades mit beliebigem Zählerpolynom

Die resultierende Übertragungsfunktion lautet

$$T = \frac{U}{U_1} = \frac{1}{g_2 + g_3 + g_4} \cdot \left[g_2 \cdot T_{TP} + g_3 \cdot T_{HP} + g_4 \cdot T_{BP} \right]. \quad (1.1.17)$$

Die Analogrechnermethode ist zweifellos eine der elegantesten, da diese Filterstrukturen nicht mit Entdämpfung arbeiten, also geringe Toleranzempfindlichkeit aufweisen und unbedingt stabil bleiben im Hinblick auf Toleranzeffekte der passiven Bauelemente (Filter 2. Ordnung). Weiterhin ist es günstig, daß diese Filter mit Operationsverstärkern gebaut werden können. Hierzu ist jedoch zu sagen, daß die Anforderungen nach hoher Verstärkung und großer Phasenreinheit zur Zeit den Einsatz dieser Filter nur bei wenigen kHz erlauben (Holmes / 5 /).

Klassifikation aktiver RC-Filter nach dem Nennerpolynom der Übertragungsfunktion

Wir untersuchen nun in Anlehnung an Mitra / 3 /, wie aus dem Polynom mit reellen Wurzeln p_1, p_2 (reine RC-Realisierung) durch Addition von Termen, wie es bei Einsatz rückgekoppelter Verstärker möglich ist, komplexe Wurzeln und damit Gütewerte $> 1/2$ erreichbar sind. Dabei bedeutet die im folgenden auftretende Konstante k in der Praxis meist eine Verstärkung. In den Fällen, wo zur Erzielung hoher Gütewerte hohe Verstärkungen notwendig sind, muß beachtet werden, daß das Verstärkungsbandbreiteprodukt mindestens dem Produkt aus Verstärkung und Arbeitsfrequenz entsprechen muß, was schnell zu unrealistisch hohen Werten führt.

TYP A: $D(p) = (p+p_1)(p+p_2)+k$

Durch die Addition einer Verstärkungskonstanten k erhalten wir eine Güte

$$Q = \frac{\sqrt{p_1 p_2 + k}}{p_1 + p_2}.$$

Um Gütewerte $Q > 1/2$ zu erhalten, muß k positiv sein und folgender Ungleichung genügen

$$k > (4Q^2 - 1)p_1 p_2. \quad (1.1.18)$$

Das bedeutet aber, daß die Verstärkung k mit dem Quadrat der geforderten Güte ansteigt, was für hohe Gütewerte unrealistisch hohe Verstärkungen erfordert. Vorteilhaft jedoch sind die Empfindlichkeiten $S_k^Q < 1/2$ und $|S_{p_i}^Q| < 1$ ($i = 1, 2$).

Ein Beispiel zu diesem Typ A ist eine der beiden Bandpassschaltungen von Sallen-Key, die im Anschluß an Typ C behandelt wird.

TYP B: $D(p) = (p+p_1)(p+p_2)+kp$

Wie die Güte

$$Q = \frac{\sqrt{p_1 p_2}}{p_1 + p_2 + k} \quad (1.1.19)$$

zeigt, tritt im Nenner für $k < 0$ der Fall der Entdämpfung auf, der auf einer Differenzbildung im Nenner beruht und beliebig hohe Gütewerte möglich macht. Auf dieser Methode beruhen die Verfahren nach Linvill, Yanagisawa und z.B. einige Tiefpass- und Hochpassschaltungen von Sallen-Key. All diesen Methoden gemeinsam ist die hohe Empfindlichkeit der Polgüte gegenüber dem aktiven Parameter k

$$S_k^Q \geq 2Q - 1.$$

Zum Beispiel ermöglicht die Methode nach Linvill / 1 / die Realisierungen von Übertragungsimpedanzen zweiten Grades. Dazu wird ein RC-Vierpol in Kette zu einem spannungsinvertierenden Negativ-Impedanz-Converter (UNIC) geschaltet und dieser wiederum in Kette mit einem RC-Vierpol (Bild 1.7).

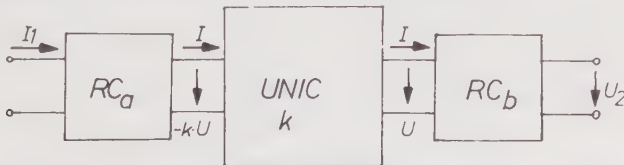


Bild 1.7 Realisierung einer Übertragungsfunktion nach Linvill

Die Übertragungsimpedanz lautet

$$T = \frac{U_2}{I_1} = \frac{Z_{21a} \cdot Z_{21b}}{Z_{22a} - k \cdot Z_{11b}} \quad (1.1.20)$$

Die Synthese nach Linvill geschieht durch die Wahl eines Hilfspolynoms Q , das vom gleichen Grad wie das Nennerpolynom der Übertragungsimpedanz T ist:

$$T(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{N(p)}{Q(p)} \cdot \frac{Q(p)}{D(p)} \quad (1.1.21)$$

Durch Einführung dieses Hilfspolynoms und durch Partialbruchzerlegung gelingt die Realisierung / 1 /. Nach Horowitz / 7 / minimiert man die Empfindlichkeit des Nennerpolynoms im Hinblick auf den aktiven Parameter k (in unserem Fall dem Konversionsfaktor des UNIC) und erhält dadurch die günstigsten Koeffizienten des Hilfspolynoms:

$$\text{Optimierung nach Horowitz: } \left| S_k^{D(p)} \right| = \left| \frac{\partial D(p)}{\partial k} \cdot \frac{k}{D(p)} \right| \rightarrow \min \quad (1.1.22)$$

Da selbst diese minimierte Empfindlichkeit des Nenners (es ist die gleiche wie die Empfindlichkeit der Polgüte) in Abhängigkeit vom Konversionsfaktor proportional zur geforderten Güte ansteigt, sind solche Filter praktisch nur bis zu Polgüten von ungefähr 5 realisierbar. Durch die Differenzbildung im Nenner ist es mit der Linvill'schen Methode leicht, beliebige Polgüten zu erzeugen; um jedoch Nullstellengüten der Übertragungsimpedanz zu erhalten, benötigt man Doppel-T-RC-Glieder, d.h. Nullstellengüten sind nur mit erhöhtem Aufwand an passiven Elementen realisierbar.

Bei der Realisierung nach Yanagisawa / 8 / gelingt es, sowohl Null- als auch Polstellen einer Spannungsübertragungsfunktion zu erzeugen. Diese Realisierung sieht die Kettenschaltung eines RC-Vierpols mit einem strominvertierenden Negativ-Impedanz-Converter (INIC) vor, wobei der Ausgang zum Eingang über einen weiteren RC-Vierpol rückgekoppelt ist. Die Empfindlichkeit ist dieselbe wie die für die Methode nach Linvill.

Als Beispiel für die Synthese aktiver Filter mit Hilfe rückgekoppelter Verstärker sei das grundsätzliche Schaltbild (Bild 1.8) gezeigt, dessen Übertragungsfunktion lautet

$$T = \frac{U_2}{U_1} = - \frac{k \cdot Y_{21}}{Y_{22} + k \cdot Y_{23}} \quad (1.1.23)$$

Die Y_{ik} stellen dabei die Y-Parameter des RC-Dreitorts in Bild 1.8 dar.

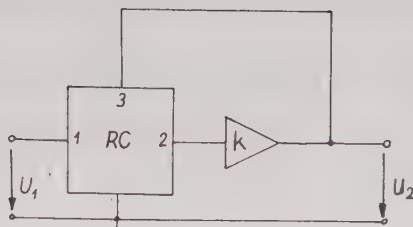


Bild 1.8 Allgemeine Filterstruktur rückgekoppelter Verstärker

Sallen-Key / 9 / haben Realisierungen dieses RC-Dreitornetzwerkes angegeben, von denen diejenigen mit vier Admittanzen am bekanntesten sind (Bild 1.9). Die Übertragungsfunktion lautet in diesem Falle:

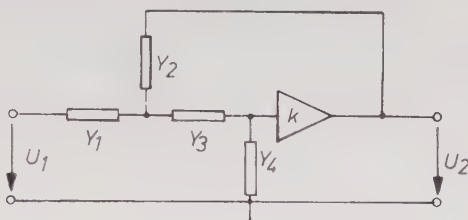


Bild 1.9 RC-Filterstruktur nach Sallen-Key

$$T = \frac{U_2}{U_1} = \frac{k \cdot Y_1 \cdot Y_3}{(Y_1 + Y_2)(Y_3 + Y_4) + Y_3 Y_4 - k \cdot Y_2 Y_3} \quad (1.1.24)$$

Wird jede Admittanz nur durch eine Kapazität oder durch einen Leitwert realisiert, so erhalten wir vier interessante Fälle. Zwei davon bilden je einen Tief- und einen Hochpass, die wegen der Differenzbildung im linearen Term des Nennerpolynoms zu den NIC-Methoden gezählt werden müssen.

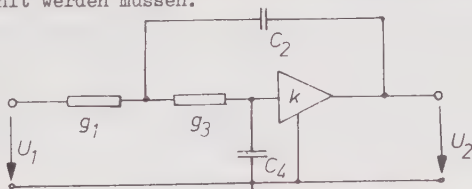


Bild 1.10 Tiefpass nach Sallen-Key

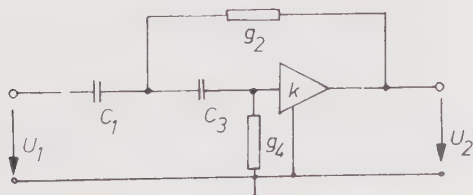


Bild 1.11 Hochpaß nach Sallen-Key

In Bild 1.10 ist der Tiefpass gezeichnet. Seine Übertragungsfunktion lautet

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{k \cdot g_1 g_3}{p^2 C_2 C_4 + p [C_4 (g_1 + g_3) - (k-1) C_2 \cdot g_2] + g_1 \cdot g_3} \quad (1.1.25)$$

Den Hochpaß (Bild 1.11) erhält man aus dem Tiefpaß durch Vertauschen der Kondensatoren mit den Widerständen. Die Übertragungsfunktion

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{k \cdot p^2 \cdot C_1 \cdot C_3}{p^2 C_1 C_3 + p [(C_1 + C_3) g_4 - (k-1) C_3 \cdot g_2] + g_2 g_4} \quad (1.1.26)$$

führt zur gleichen hohen Empfindlichkeit $S_k^Q = 3Q-1$ wie im Falle des Tiefpasses. Diese Methode ist daher nur für niedrige Gütewerte gut geeignet. Sie kann aber bei hohen Frequenzen vorteilhaft angewendet werden, da die Verstärkung k ungefähr oder gleich 1 sein kann. Die Schaltungsanordnung ist auch gut mit einfachen Emitterfolgern ausführbar. Die beiden möglichen Bandpasstrukturen gehören Typ A und Typ C an und werden bei Typ C behandelt. Diesen Sallen-Key-Strukturen ist gemeinsam, daß die Anzahl der passiven Bauelemente gering ist und daß sie bezüglich der Kapazitäten kanonisch sind.

Typ C: $D(p) = (p+p_1)(p+p_2) + k \cdot p^2$

Die Addition eines quadratischen p -Terms ist in seinen Auswirkungen ähnlich Typ A. Auch hier ist die Empfindlichkeit $S_k^Q < 1/2$ und $S_{p_i}^Q < 1$ ($i = 1, 2$), also vergleichbar mit passiven LC-Filtern, allerdings steigt hier die erforderliche Verstärkung k wieder proportional mit dem Quadrat der Güte: $k > 4Q^2 - 1$. Die Güte beträgt

$$Q = \frac{\sqrt{p_1 p_2 (1+k)}}{p_1 + p_2} \quad (1.1.27)$$

Als Beispiel wird hier die zweite Methode einer Bandpasstruktur nach Sallen-Key erörtert. Da diese Struktur ähnliche Ergebnisse erzielt wie die Bandpasstruktur nach Typ A und die beiden Strukturen nur durch Vertauschen der Kapazitäten und Leitwerte entstehen, seien sie hier gemeinsam behandelt. Die Bilder 1.12 und 1.13 zeigen die beiden Bandpasstrukturen. Die erste Struktur (Bild 1.12) hat die Übertragungsfunktion

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{-k \cdot p C_3 \cdot g_1}{p^2 (1+k) C_2 C_3 + p [(C_2 + C_3) g_4 + C_3 g_1] + g_1 g_4} \quad (1.1.28)$$

eine niedrige Empfindlichkeit $S_k^Q = \frac{k}{2(1+k)} < \frac{1}{2}$ und eine besonders bei höheren Frequenzen störende Verstärkungsbedingung $k > 9Q^2 - 1$. Bild 1.13 gibt die Übertragungs-

funktion

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{-k \cdot p C_1 \cdot g_3}{p^2 C_1 C_4 + p C_4 (g_2 + g_3) + C_1 g_3 + (1+k) g_2 \cdot g_3} \quad (1.1.29)$$

und eine Bild 1.12 entsprechende Empfindlichkeit von $S_k^Q < 1/2$. Auch hier steigt die Verstärkung proportional mit dem Quadrat der Güte, nämlich $k > 4Q^2$.

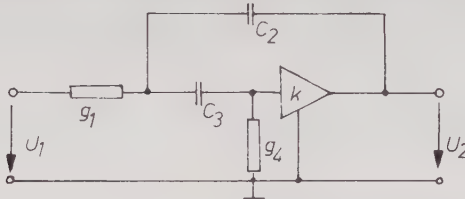


Bild 1.12 Bandpasstruktur nach Sallen-Key

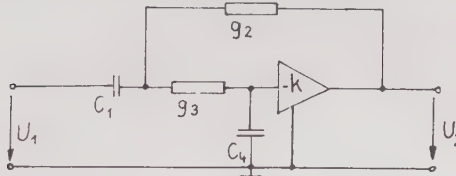


Bild 1.13 Bandpasstruktur nach Sallen-Key
(durch Vertauschen von Kapazitäten und Widerständen aus Bild 1.12 entstanden)

TYP D: $D(p) = (p+p_1)(p+p_2) + k(p^2 + \beta p + \gamma)$

Hier ist praktisch der Fall $\beta = 0$ von Bedeutung, den insbesondere Moschytz / 10 / ausgearbeitet hat und dessen Methode hier als Beispiel näher betrachtet wird. Hierbei sind die folgenden Empfindlichkeiten wieder denen passiver LC-Filter vergleichbar.

$$S_k^Q < 1; S_{\gamma}^Q < 1/2; S_{p_i}^Q < 1 \quad (i = 1, 2)$$

Diese Methode hebt sich von Typ A und Typ C vorteilhaft ab, da hier die Verstärkung k nur proportional mit der Güte ansteigt

$$k > 2Q \cdot \sqrt{\frac{p_1 p_2}{\gamma}}$$

Die Güte beträgt

$$Q = \frac{\sqrt{(p_1 p_2 + k \cdot \gamma)(1+k)}}{p_1 + p_2} \quad (1.1.30)$$

Moschytz / 10 / hat verschiedene Schaltungen zweiten Grades entwickelt. Er geht davon aus, daß er für jede Gütedekade ($Q = 0,5 - 5$; $5 - 50$; $50 - 500$) und für jede

Frequenzdekade einen besonderen Schaltungsblock verwendet.

Die Schaltungsblöcke eines Gütebereichs, aber verschiedener Frequenzbereiche, unterscheiden sich nur durch die für tiefere Frequenzen notwendigen größeren passiven Bauelementewerte, von denen jedes Bauteil wieder gewichtsatzmäßig aufgebaut ist. Durch Aufkratzen kurzschließender Leiterbahnen wird somit der Großabgleich, durch Erosion oder Laserabgleich dann der Feinabgleich auf 10^{-4} genau durchgeführt (diese Genauigkeit ist wegen der Verwendung von Doppel-T-RC-Gliedern erforderlich, da diese sehr toleranzempfindlich sind).

a. Der Schaltungsblock für geringe Güte beruht auf einer Sallen-Key-Struktur (vgl. Typ A, B oder C) und erreicht Güten von 0,5 - 5 (10).

b. Im Schaltungsblock für mittlere Güte ($Q = 5 - 50$) verwendet Moschytz eine Kettenschaltung eines RC-Vierpols und eines aktiven Korrekturnetzwerks (Bild 1.14).

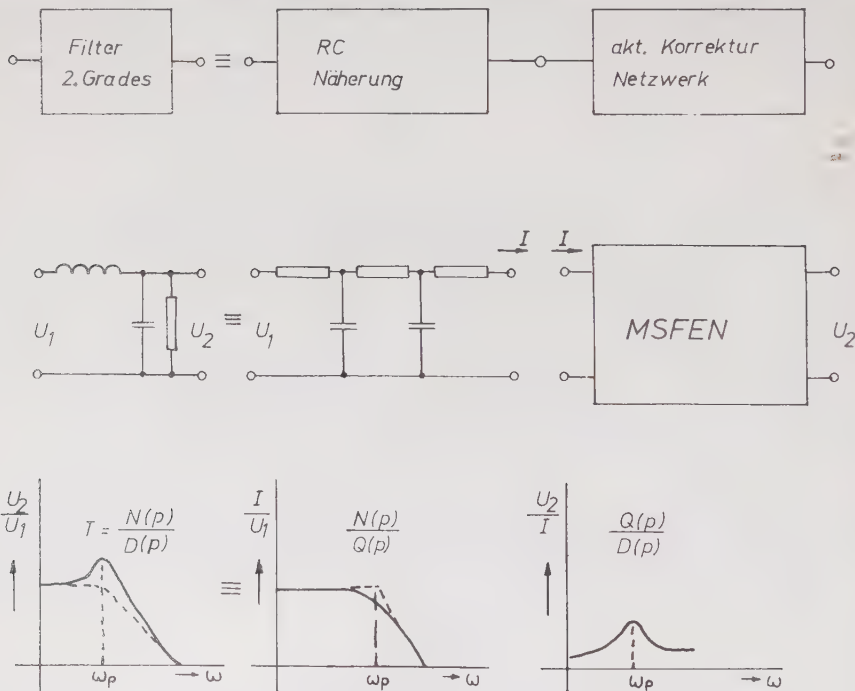


Bild 1.14 Realisierung eines Filters zweiten Grades durch Kettenschaltung zweier Vierpole:
a) Prinzipschaltbild
b) Beispiel
c) entsprechende Übertragungsfunktionen

Die Übertragungsfunktion

$$T = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{N(p)}{Q(p)} \cdot \frac{Q(p)}{D(p)} \quad (1.1.31)$$

wird durch Kettenschaltung einer Übertragungsadmittanz I/U_1 (einem passiven RC-Vierpol) und einer Übertragungsimpedanz U_2/I (dem MSFEN: medium selectivity frequency emphasizing network) realisiert, wobei sich die Polstellen des RC-Vierpols gegen die Nullstellen des MSFEN wegekürzen. Bei der Synthese geht man von den Polstellen der Übertragungsfunktion aus und realisiert diese mit dem MSFEN. Dabei entstehen Nullstellengüten kleiner 0,5, die durch entsprechende Polstellengüten des RC-Vierpols weggekürzt werden müssen. Dieser RC-Vierpol muß gleichzeitig das Zählerpolynom der Übertragungsfunktion bilden.

Die Schaltung des MSFEN ist die eines rückgekoppelten Verstärkers, in dessen Rückkoppelzweig ein Doppel-T-RC-Glied mit einer, wenigstens theoretischen, Nullstellengüte $Q_{NS} = \infty$ liegt, wie das folgende Bild 1.15 zeigt.

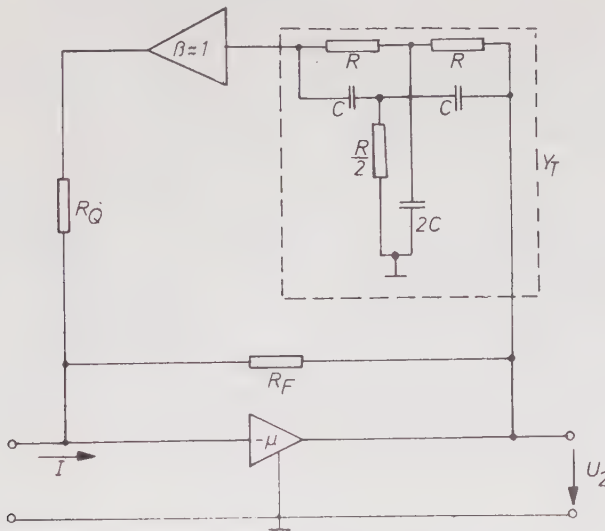


Bild 1.15 Schaltbild eines MSFEN

Die Y-Parameter des symmetrischen Doppel-T-RC-Gliedes lauten, wobei $\tau = R \cdot C$ die Zeitkonstante bedeutet,

$$Y_T = \begin{pmatrix} Y_{11T} & Y_{12T} \\ Y_{21T} & Y_{22T} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{G}{2} \frac{1+4p\tau+p^2\tau^2}{1+p\tau} & -\frac{G}{2} \frac{1+p^2\tau^2}{1+p\tau} \\ -\frac{G}{2} \frac{1+p^2\tau^2}{1+p\tau} & \frac{G}{2} \frac{1+4p\tau+p^2\tau^2}{1+p\tau} \end{pmatrix} \quad (1.1.32)$$

Daraus leitet sich die entsprechende Spannungsübertragungsfunktion ab:

$$H_{12T} = \frac{1+p^2\tau^2}{1+4p\tau+p^2\tau^2} \quad (1.1.33)$$

Betrachtet man der Einfachheit halber $\beta = 1$ und $\mu = \infty$, so ergibt sich eine Übertragungsimpedanz von

$$\frac{U_2}{I} = -R_Q \cdot \frac{1}{H_{12T} + \frac{R_Q}{R_F}} \quad (1.1.34)$$

Einsetzen, Umformen und Einführung der Verstärkung $k = \frac{R_F}{R_Q}$ gibt:

$$\frac{U_2}{I} = -R_F \cdot \frac{1+4p\tau+p^2\tau^2}{1+4p\tau+p^2\tau^2 + k(1+p^2\tau^2)}, \quad (1.1.35)$$

also genau Güteanhebung nach Typ D. Bei genauer Berechnung erhält man folgende Empfindlichkeiten:

$$S_k^Q \leq 1, \quad S_\beta^Q \lesssim 1, \quad S_\mu^Q \approx \frac{k}{\mu+k} < 1.$$

Zahlenbeispiel: Erwünscht $Q = 50$ bei 100 kHz. Da $Q \approx \frac{1+k}{4}$ gilt, erhält man für $k \sim 50 \cdot 4 = 200$. Entsprechend sollte die Verstärkung μ wenigstens einen Faktor 10 größer sein, also $\mu = 2000$. Dies bei 100 kHz erfordert ein Verstärkungsbandbreiteprodukt von wenigstens 200 MHz, eine sehr große Bandbreite für einen integrierten Operationsverstärker, besonders wenn man bedenkt, daß der Abfall aus Stabilitätsgründen nur mit 6 dB pro Oktave erfolgen darf. Darüber hinaus verlangt die Stabilität, daß der ($\beta = 1$)-Verstärker ein geringfügig höheres Verstärkungsbandbreiteprodukt als der μ -Verstärker haben muß / 10 /.

Der Einfluß der Bauelementetoleranzen der Kondensatoren und Widerstände des Doppel-T-RC-Gliedes hat mehrere Auswirkungen, von denen wir eine betrachten wollen. Sind die verschiedenen Kapazitäten und Widerstände toleranzbehaftet, so entsteht in Gleichung 1.1.33 ein zusätzlicher linearer p-Term mit einem Koeffizienten ϵ :

$$H_{12T} = \frac{1+\epsilon\tau p+p^2\tau^2}{1+4p\tau+p^2\tau^2} \quad (1.1.36)$$

Wir betrachten also ein Doppel-T-RC-Glied mit einer von ∞ verschiedenen Nullstellengüte $Q_{NS} = \frac{1}{\varepsilon}$. Dementsprechend ändert sich das Nennerpolynom der Übertragungsfunktion zu

$$D(p) = 1 + 4p\tau + p^2\tau^2 + k(1 + \varepsilon p\tau + p^2\tau^2). \quad (1.1.37)$$

Die so entstehende Güte wird

$$Q = \frac{1+k}{4+\varepsilon \cdot k}. \quad (1.1.38)$$

Daraus sieht man, daß man bei einer Verstärkung $k = 250$ eine Nullstellengüte $Q_{NS} > 250$ für das Doppel-T-RC-Glied erreichen muß, d.h. daß die Abweichung der Bauelemente vom Sollwert im ganzen Temperaturbereich 2 % nicht überschreiten darf. Dies ist, zusätzlich zur großen Bandbreite, eine weitere sehr harte Forderung.

c. Der Schaltungsblock für den hohen Gütebereich ($Q = 50 - 500$) verwendet die Kettenschaltung (Bild 1.16) einer Sallen-Key-Stufe und eines HSFEN (high selectivity frequency emphasizing network).

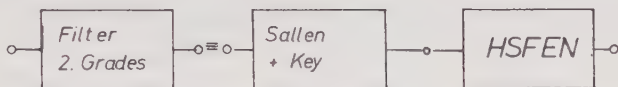


Bild 1.16 Prinzipielle Struktur für den Schaltungsblock hoher Güte

Da beim HSFEN Nullstellen mit Güten im Bereich 0,5 ... 5 entstehen, benötigt man einen in Kette geschalteten Vierpol, dessen Übertragungsadmittanz Holgüten dieser Größenordnung erzielen kann, z.B. durch eine Sallen-Key-Stufe. Der HSFEN unterscheidet sich vom MSFEN dadurch, daß der ($\beta = 1$)-Verstärker zusätzlich über das Doppel-T-RC-Glied rückgekoppelt und der Eingang dieses Verstärkers durch ein weiteres RC-Glied Y_r belastet ist, wie Bild 1.17 zeigt. Diese RC-Admittanz hat die gleiche Zeitkonstante wie das Doppel-T-RC-Glied und ist mit einem Bewertungsfaktor r versehen

$$Y_r = \frac{r}{2} \cdot G(1 + p\tau). \quad (1.1.39)$$

Wieder idealisiert für $\beta = 1$, $\mu = \infty$ und ideale RC-Elemente erhält man

$$\frac{U_2}{I} = -R_F \cdot \frac{1 - \frac{Y_r}{Y_{12T}}}{k+1 - \frac{Y_r}{Y_{12T}}}. \quad (1.1.40)$$

Daraus erhält man eine Polstellengüte von $Q_p = \frac{k+1+r}{2r}$, wobei r zweckmäßig < 1 gewählt wird. Damit wird $Q_p \approx \frac{k}{2r}$. Mit $Q = 500$ braucht man z.B. $k = 200$ und $r = \frac{1}{10}$. Die sich daraus ergebende Nullstellengüte ist $Q_{NS} = \frac{1-r}{2r} \approx 5$.

Betrachten wir auch hier wieder den Einfluß von Bauelementetoleranzen des Doppel-T-RC-Gliedes mit

$$y_{12T} = -\frac{G}{2} \frac{1+\varepsilon \cdot p^2 + p^2 \tau^2}{1+p \tau^2}, \quad (1.1.41)$$

so erhalten wir für die Polgüte

$$Q_p \approx \frac{k}{k \cdot \varepsilon + 2r} \quad (1.1.42)$$

und für $Q_p = 500$, $r = \frac{1}{10}$, $k = 200$ und $\varepsilon = 10^{-3}$ eine maximale Toleranz der passiven Bauelemente über dem ganzen Temperaturbereich von 0,5 % wiederum einer sehr kritischen Anforderung an die Dünnschichttechnologie.

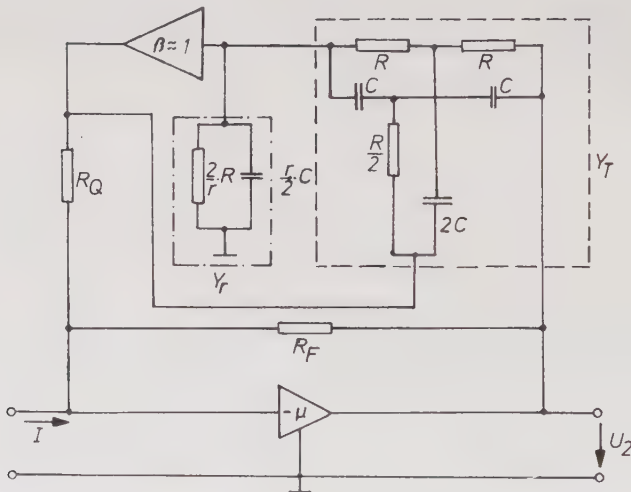


Bild 1.17 Schaltbild des HSFEN

Zusammenfassend kann man sagen, daß es Moschytz unter Ausschöpfung des technologisch nach Möglichem gelungen ist, Teilfilter 2. Grades von 100 Hz bis 100 kHz und Güte 0,5 - 500 in die Praxis umzusetzen, allerdings mit sehr großen Empfindlichkeiten gegenüber den passiven Bauelementen.

Die Betrachtung dieses Beispiels möge unsere Erörterung aktiver RC-Filter abschließen. Im folgenden Abschnitt werden wir die hier dargestellten Eigenschaften dieser aktiven RC-Filter denen der Gyrator-C-Filter gegenübergestellt.

1.2. Vorteile der Gyrator-C-Methode

Für die Realisierung von Teilfiltern 2. Grades gibt es, wie wir gesehen haben, viele Methoden, die sich jedoch alle auf zwei Grundtypen zurückführen lassen:

1. Die NIC-Methoden, die immer auf Dämpfungskompensation beruhen und deren Empfindlichkeiten daher entsprechend hoch sind. Obwohl deshalb mit diesen Methoden die Güte praktisch auf kleine Werte ($Q_p < 5$) beschränkt ist, bieten diese Methoden den Vorteil der Verwendbarkeit bis zu relativ hohen Frequenzen hin. Bei diesen Methoden ist Phasenreinheit der Verstärker nicht so kritisch, wie z.B. bei den Analogrechnerfiltern.
2. Aktive Filtermethoden ohne Dämpfungskompensation. Bei diesen Methoden sind die Empfindlichkeiten vergleichbar gering mit denen passiver LC-Filter, jedoch verlangen einige von ihnen, wie z.B. die betrachteten Sallen-Key-Bandpässe, extrem hohe Verstärkungsfaktoren und die Analogrechnerfilter sehr hohe Phasenreinheit. Einen gewissen Kompromiß bietet hier die Methode nach Moschytz, vgl. Abschn. 1.1, Typ D (deren hohe Toleranzempfindlichkeit jedoch von der Verwendung einer Schaltungsstruktur mit Brückencharakter, nämlich von Doppel-T-RC-Gliedern herrührt. Filterstrukturen mit Brückencharakter sind stets toleranzempfindlich in weitem Bereich).

Gyrator-C-Filter können mit fast ebenso geringer Empfindlichkeit (vgl. Abschn. 1.1b) realisiert werden, wie dies mit passiven LC-Filtern möglich ist (sie sind diesen ja artverwandt), und ihre Empfindlichkeit gegenüber parasitären Phasendrehungen kann man aufgrund spezieller Schaltungstechniken unter Kontrolle bringen (vgl. par. 5.3.3).

Aktive Resonatoren mit hoher Verlustfreiheit sind mit Gyrator-C-Schwingkreisen und Analogrechnermethoden besser lösbar als mit anderen aktiven Techniken, die von der Entdämpfung passiver RC-Schaltungen Gebrauch machen, weil diese potentiell instabil sind.

Gegenüber der Methode von Moschytz und den Analogrechnerfiltern bietet die Gyrator-C-Methode auch noch den Vorteil, erheblich weniger passive RC-Bauelemente zu erfordern. Bezüglich der Zahl der erforderlichen Kapazitäten sind viele Gyrator-C-Realisierungen und Analogrechnermethoden kanonisch.

Weiters hat man den Vorzug, daß Gyrator-C-Filter und LC-Filter im Durchlaßbereich ein- und ausgangsseitig angepaßt abgeschlossen werden können, wodurch die Empfindlichkeit gegenüber Toleranzen der passiven Elemente im Durchlaßbereich sehr klein gehalten werden kann. Bauelementetoleranzen können nicht zur Instabilität führen.

ren. Die großen Vorteile einer Gyrator-C-Lösung kommen bei hochqualitativen Filtern höherer Ordnung zum Ausdruck, bei denen die Gesamtlösung wegen der möglichen Anpassung im Durchlaßbereich Filter geringen Aufwands an aktiven (sofern man gute Gyratoren zur Verfügung hat) und passiven Elementen (fast kanonisch) mit geringer Empfindlichkeit im Durchlaßbereich ermöglicht. Geringe Empfindlichkeit im Sperrbereich bei Gyrator-C-Filtern kann durch die Wahl von Abzweigschaltungen (wie bei LC-Filtern) erreicht werden (dies gilt allerdings auch für aktive RC-Filter, die auf Entdämpfung beruhen).

W. H. Holmes / 11 / hat am Beispiel eines versteilerten Sprachkanal-Tiefpassfilters 7. Ordnung nach Cauer quantitativ gezeigt, daß die Toleranzempfindlichkeit für die Gyrator-C-Filter am geringsten ist. Seine Ergebnisse, die als charakteristisch betrachtet werden können, sind in folgender Tabelle wiedergegeben:

Realisierungsmethode	jeweils engste erforderliche Bauelementetoleranz
Linville (NIC)	0,004 %
Yanagisawa (NIC)	0,01 %
Sallen-Key	0,025 %
Analogrechner	0,07 %
Gyrator-C (mit Trennstufe)	0,07 %
Gyrator-C (analog LC-Realisierung)	0,6 %

Bild 1.18 Empfindlichkeitsvergleich aktiver RC-Realisierungsmethoden am Beispiel eines versteilerten Cauer-Tiefpasses 7. Ordnung

Da mit Gyratoren hohe Gütewerte realisierbar sind, höhere als mit konventionellen magnetischen Spulenmaterialien, sind für Filterrealisierungen keine klassischen Verlustkompensationen erforderlich, die bei LC-Filtern häufig angewendet werden und eine erhebliche Vergrößerung der Empfindlichkeit mit sich bringen, da die Anpassung im allgemeinen verloren geht.

1.3. Stand der Technik und eigene Beiträge

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die Gyrator-C-Methode gerade bei Filtern höherer Ordnung durch geeignete Gesamtrealisierung eines ein- und ausgangsseitig im Durchlaßbereich angepaßten Filters geringe Empfindlichkeit aufweist. Voraussetzung solch einer Realisierung sind gute, möglichst monolithisch integrierte Gyratoren.

Sieht man von der altbekannten Reaktanzröhre ab, so gab B. Tellegen / 12 / den Anstoß zu neuer Aktivität im Simulieren von Induktivitäten, indem er in Analogie zum Transformator den Gyrator als dual wandelnden Vierpol definierte. Die Z-Matrix (Gleichung 1.3.1), die hier entsprechend der Realisierung durch zwei gegeneinander in Serie geschaltete stromgesteuerte Spannungsquellen aufgespalten wurde, ist:

$$Z = \begin{pmatrix} 0 & -R \\ R & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -R \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ R & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3.1)$$

Weiters gab Tellegen das in Bild 1.19 wiedergegebene Schaltsymbol an.

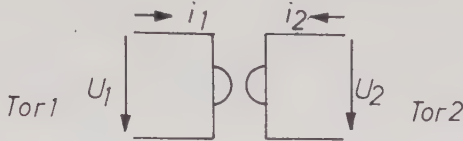


Bild 1.19 Das von B. Tellegen vorgeschlagene Schaltsymbol des idealen Gytrators

Der Gytrator läßt sich vorteilhaft auch noch in Y-Parametern und Ketten-Parametern beschreiben

$$Y = \begin{pmatrix} 0 & g \\ -g & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & g \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -g & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.3.2)$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{g} \\ g & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{g} \\ g & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.3.3)$$

Die Gleichungen 1.3.2 und 1.3.3 geben diese Matrizen und ihre Zerlegung in Teilmatrizen an, wobei der Y-Gytrator aus der Parallelschaltung zweier spannungsgesteuerter Stromquellen gebildet ist, während der Gytrator nach der A-Matrix durch Kettenschaltung eines NII (Negativ-Impedanz-Inverter) und eines NIC (Negativ-Impedanz-Converter) entsteht.

Die intensiven theoretischen und experimentellen Untersuchungen elektronischer Gytratoren begannen Mitte der fünfziger Jahre, zum Teil noch mit Röhrenschaltungen, wie z.B. von B. Bogert / 13 / und G. Sharpe / 14 /.

In den folgenden drei Abschnitten werden die wichtigsten und bekanntesten Gytratorrealisierungen nach den verschiedenen Matrizen systematisch geordnet und kurz charakterisiert.

1.3.1 Gytratoren nach der Kettenmatrix

J. Gensel / 15 / und T. Harrison / 16 / zeigten Gytratorstrukturen mittels positiver und negativer Widerstände, wobei die negativen Widerstände durch Negativ-Impedanz-Converter gebildet werden. Beide Methoden beruhen jedoch auf dem gleichen Prinzip, der Kettenschaltung eines NII und eines NIC (Gl. 1.3.3). Bild 1.20 zeigt

das Prinzipschaltbild und die beiden Realisierungen des NII.

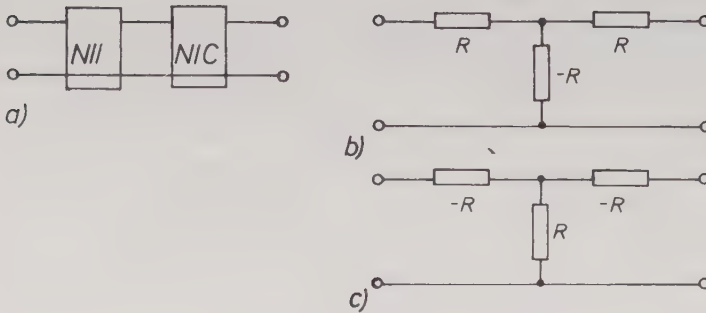


Bild 1.20 Prinzipschaltbild des Kettengyrators (a) und die Realisierung des NII von J. Gensel (b) und T. Harrison (c)

Beide Schaltungen sind theoretisch imstande, ideale Gyratoren zu realisieren, doch wird die Verlustfreiheit (das sind die Nullen in der Hauptdiagonalen der Matrix 1.3.3) durch Differenzbildung der Widerstandswerte gewonnen. Diese Methode führt zu hohen Empfindlichkeiten sowohl der passiven als auch der aktiven Parameter (z.B. Konversionsfaktoren des NIC) und ist daher ohne praktische Bedeutung. Später wurde die Methode nochmals von D. Tsirel'son / 17 / aufgegriffen, und eine Untersuchung von J. Gensel / 18 / zeigte, daß die Empfindlichkeit ähnlich hoch ist wie für die aktiven RC-NIC-Schaltungen, beispielsweise von J. Linvill / 1 /.

Der erste praktikable Vorschlag eines Gyrators mit Operationsverstärkern stammt von R. Riordan / 19 /. Dieser Gyrator gehört ebenfalls zur Klasse der Kettengyratoren und stützt sich auf die NIC-Schaltung von Larky / 20 / (Bild 1.21).

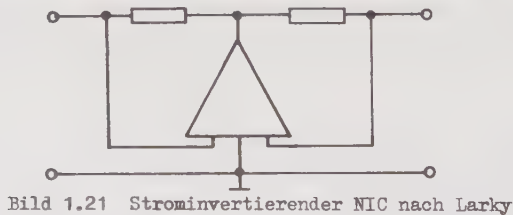


Bild 1.21 Strominvertierender NIC nach Larky

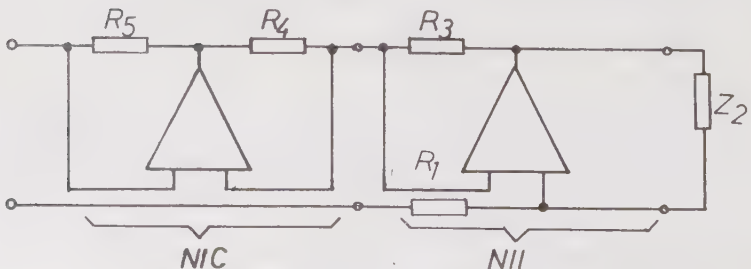


Bild 1.22 Modifiziertes Schaltbild des Riordan-Gyrators (siehe Gleichung 1.3.3)

Bild 1.22 zeigt eine modifizierte Schaltung des Riordan-Gyrators, die das Prinzip deutlich werden läßt. Z_2 stellt die Lastkapazität dar. Die so erhaltene Eingangs-impedanz lautet:

$$Z_{\text{ein}} = \frac{R_1 R_2 R_3}{R_4 Z_2} \quad (1.3.4)$$

Ausgehend von dieser Schaltung hat A. Antoniou weitere Gyratorschaltungen / 21 / angegeben, die er auch auf ihre Einschaltstabilität untersuchte / 22 /. Die Anwendung solcher Gyratoren in Filtern mittels speziell entwickelter Operationsverstärker demonstrierten Orchard und Sheahan / 23 /. Bruton / 24 / zeigte weitere Schaltungsvarianten dieses Gyrators und H. Trimmel und W. Heinlein / 25 / bauten eine schwimmende Version des Riordan-Gyrators mittels Steilheitsverstärkern, bei der hohe Gütewerte bis zu hohen Frequenzen hin erzielt wurden.

1.3.2 Gyratoren nach der Y-Matrix

Entsprechend der Reaktanzröhre entstand eine zweite Methode, Gyratoren zu bauen, hier kurz "Reaktanztransistor" genannt. Die Schaltung wurde von M. Ghauri und F. McCarthy / 26, 27 / angegeben und von M. Vasudeva / 28 / auf das Notwendige reduziert. Das Prinzipschaltbild des Reaktanztransistors (Bild 1.23) ist das Schaltbild eines einfachen, d.h. verlustbehafteten Y-Gyrators.

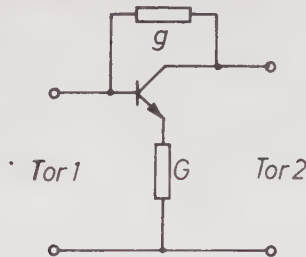


Bild 1.23 Prinzipschaltbild des Reaktanztransistors

Zerlegt man diese Schaltung in den Leitwert g und in den mit G rückgekoppelten Transistor (er sei vorerst als ideal angenommen), so erhält man die folgende Y-Matrix des Gyrators:

$$Y_G = \begin{pmatrix} g & -g \\ -g & g \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ G & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g & -g \\ G-g & g \end{pmatrix} \quad (1.3.5)$$

Um näherungsweise einen Gyrator zu erhalten, muß also gelten: $G \gg g$. Damit erhält man eine Güte (vgl. Par. 2.2.1)

$$Q \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G}{g}} \quad (1.3.6)$$

Berücksichtigt man die Stromverstärkung β des Transistors und somit die Eingangs-impedanz $\approx \frac{\beta}{G}$ des emittergegeggekoppelten Transistors, so sieht man, daß die Güte Q nach oben hin begrenzt ist durch

$$Q < \frac{1}{2} \sqrt{\beta}. \quad (1.3.7)$$

Die Ungleichung 1.3.7 legt nahe, den Transistor durch ein Darlington-Verbundpaar oder durch einen in monolithisch integrierter Technik realisierbaren Super- β -Transistor / 68 / zu ersetzen, mit denen hohe β -Werte realisierbar sind.

Aus Gleichung 1.3.6 und Matrix 1.3.5 erkennt man, daß eine Verbesserung der Schaltung durch Verringern der Ein- und Ausgangskurzschlußadmittanzen g im Gyrator erzielt werden kann. B. Sheno / 29, 30 / erreichte diese Verbesserung durch Einführung zweier neuer Transistoren, die aus dem Rückführleitwert g ebenfalls eine stromgesteuerte Stromquelle machen. Um allerdings die Arbeitspunkte der Transistoren sicherzustellen, arbeitete B. Sheno noch mit hochohmigen Lastwiderständen und hohen Versorgungsspannungen.

W. H. Holmes, S. Grützmann und W. Heinlein / 31 / beseitigten auch diesen Nachteil durch Einführung von Stromquellen. Das Prinzipschaltbild des so verbesserten Reaktanztransistors zeigt wechselstrommäßig Bild 1.24.

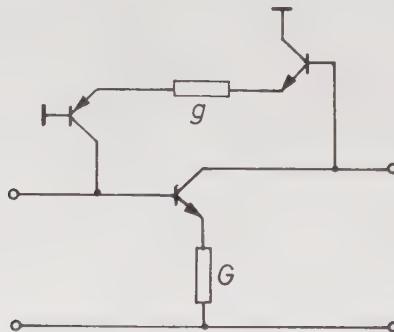


Bild 1.24 Prinzipschaltbild des verbesserten Reaktanztransistors

Vernachlässigt man sämtliche Ausgangsadmittanzen der Transistoren und betrachtet nur die Eingangsadmittanzen, so erhält man für den Gyrator in Bild 1.24 näherungsweise folgende Matrix:

$$Y_G = \begin{pmatrix} G/\beta & -g \\ G & g/\beta \end{pmatrix}. \quad (1.3.8)$$

Dadurch ergibt sich näherungsweise eine Güte $Q < \frac{\beta}{2}$.

Durch diese Maßnahmen und durch Verwendung von Stromquellen für die Gleichstromzufuhr gelingen drei Verbesserungen:

- 1) Die Güte ist nach oben hin nicht mehr durch $\frac{\beta}{2}$, sondern durch $\beta/2$ begrenzt.
- 2) Beide Leitwerte G und $\bar{g}$ können gleich groß gemacht werden und dadurch
- 3) kann der Gyrator, den wir mit y_{11} und $y_{22} = 0$ idealisieren wollen, im Sinne der Vierpoltheorie ein passiver Vierpol werden, der weder Leistung aufnimmt noch abgibt (siehe Par. 2.3.1).

Eine weitere Realisierungsart leitet sich von zwei der einfachsten spannungsgesteuerten Stromquellen, dem gegengekoppelten Transistor, ab, wobei einmal zusätzlich eine Phasenumkehrstufe zwischengeschaltet ist. W. New und R. Newcomb / 32 / und S. Haykin / 33 / bauten Gyratoren nach diesem Prinzip, allerdings auch wieder mit Lastwiderständen. In dem Prinzipschaltbild (Bild 1.25) sind diese Lastwiderstände durch schematische Gleichstromquellen ersetzt.

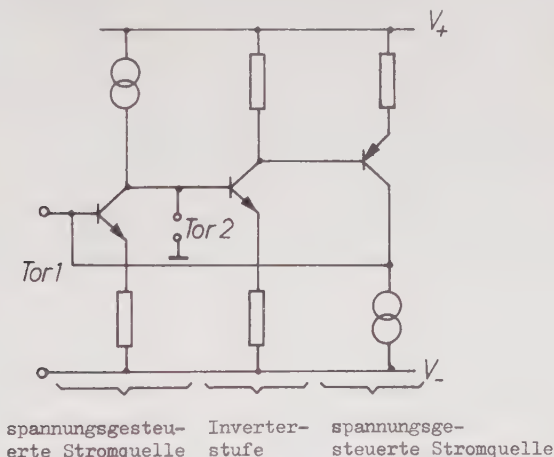


Bild 1.25 Prinzip des Y-Gyrators, gebildet aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen, einmal mit, einmal ohne Phasenumkehrstufe

1967 wurde der erste Gyrator von H. Chua und R. Newcomb / 34 / monolithisch integriert. Der im Prinzipschaltbild (Bild 1.26) auftretende pnp-Transistor kann in integrierter Technik nur in Form eines lateralen Transistors mit geringer Stromverstärkung hergestellt werden. Deshalb wählten Chua und Newcomb an seiner Stelle ein Transistorverbundpaar $+/$, dessen Eigenschaften besser als die des lateralen pnp-

$+/$ Ersetzt man einen Transistor durch eine Kombination zweier Transistoren, so bezeichnet man diese Kombination als Transistorverbundpaar.

Transistors sind.

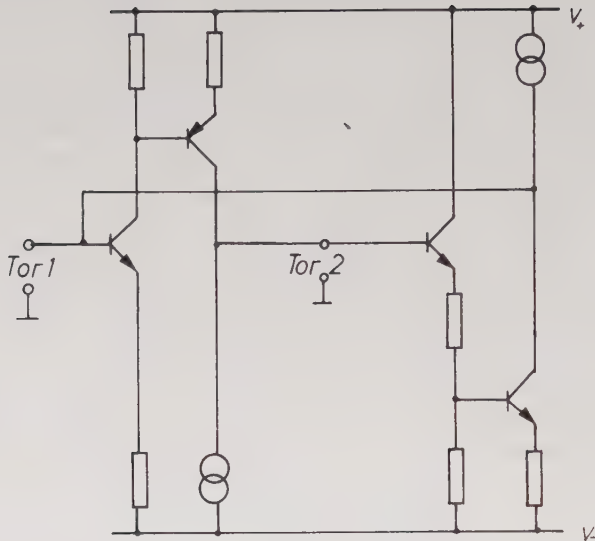


Bild 1.26 Prinzipschaltbild des ersten monolithisch integrierten Gytrators nach Chua und Newcomb

M. Huneck / 35 / hat diesen Gytrator genau analysiert und D. Herchner und W. Minner / 36 / haben diesen Gytrator neuerlich integriert, allerdings ohne Verwendung von Verbundtransistoren.

Weitere Gytratorrealisierungen, die in diese Klasse gehören, stammen von

J. Gensel / 37, 38 / (Gytratorverstärker auf dem gleichen Prinzip wie Reaktanztransistor, nur verbessert);

D. Sheahan, H. Orchard / 39 / (ein Gytrator mit Gegentaktendstufen);

T. Rao, R. Newcomb / 40 / (Gytrator mit veränderbarem Gytrationswiderstand);

D. Sheahan, H. Orchard / 41 / (Gytrator mit MOS-Transistoren in der Eingangsstufe);

S. Haykim, S. Kramer, J. Shewchun, D. Treleaven / 42 / (monolithisch integrierter Gytrator mit Darlington-Transistoren in der Eingangsstufe);

E. Hoefer / 43 / (Gytrator mit mehrfacher interner Gegenkopplung und hoher Grundgüte);

R.Linggard / 44 / (Aufspaltung jeder spannungsgesteuerten Stromquelle in eine spannungsgesteuerte Stromquelle und eine stromgesteuerte Stromquelle, eine Methode, die auch von A. Holt / 45 / für verallgemeinerte Mehr-
tor-Gyratoren verwendet worden ist);

T. Yanagisawa / 46 / (ein Gyrator in Dünnschichttechnik mit mehrstufigen gesteuerten Quellen).

In dieser Arbeit wird unter anderem ein Gyrator vorgestellt, der sich ebenfalls auf stromgesteuerte Stromquellen abstützt und dessen Prinzipschaltbild in Bild 1.27 gezeigt und dessen Wirkungskreis in Abschn. 5.3 erläutert wird. Die wesentlichen Vorteile dieses Gyrators seien hier angeben:

- 1) Einstellbarer Gyrationswiderstand ($R_g = f(R) = 0,5 \text{ k}\Omega - 20 \text{ k}\Omega$),
- 2) Arbeitsbereich bis zu einigen hundert kHz,
- 3) Durch Einführen einer Stromverstärkung in zwei der strom-gesteuerten Stromquellen erhält man verbesserte Gütewerte und einen verbesserten Wirkungsgrad, ohne die Vorteile 1 und 2 zu verlieren,
- 4) Breitband-Verlustkompensation durch zwei weitere stromgesteuerte Stromquellen.

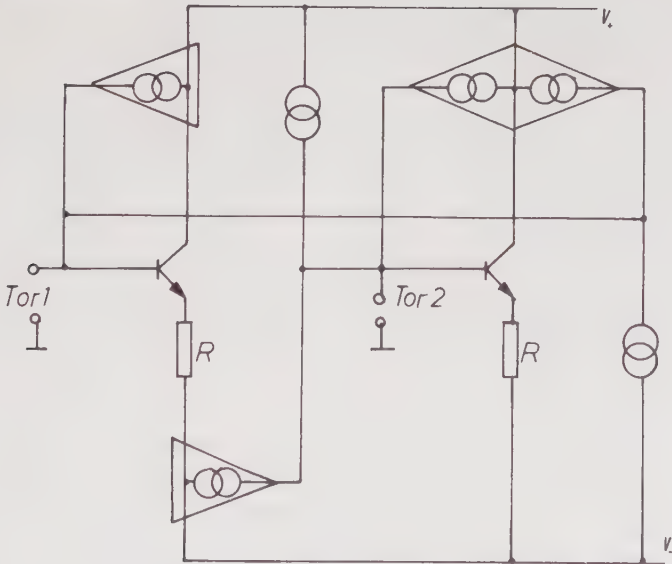


Bild 1.27 Y-Gyrator, basierend auf stromgesteuerten Stromquellen (Schaltzeichen siehe Bild 4.1.3)

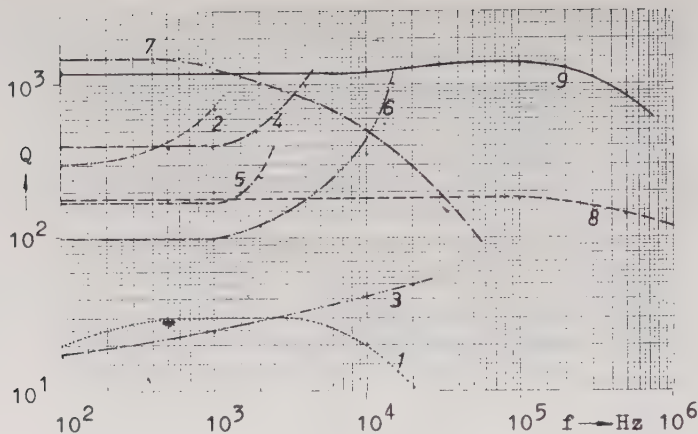


Bild 1.28 Dargestellt ist der Frequenzgang der Güte Q spulenloser Gyratorschwingkreise mit verschiedenen Gyratoren. Die Zahlen beziehen sich auf Gyratorschaltungen nach

- (1) Sheno / 29 /
- (2) Sheahan, Orchard / 39 /
- (3) Chua, Newcomb / 34 /
- (4) Haykin / 42 /
- (5) Yanagisawa / 46 /
- (6) Herchner, Minner (eigene Messung mit den Transistoren BCY 59 X BCY 79 IX) / 36 /
- (7) Linggard / 44 /
- (8) Abschn. 5.3. ohne Verlustkompensation
- (9) Abschn. 5.3. mit Verlustkompensation

Bild 1.28 zeigt die gemessenen und veröffentlichten Gütekurven der zuvor behandelten Y-Gyratoren, soweit Ergebnisse vorlagen; im Vergleich dazu ist die hohe Güte und der weite Frequenzbereich des zuletzt behandelten Gyrtors gezeigt.

1.3.3 Schwimmende Y-Gyratoren

Bei Tiefpass- und Bandpassfiltern treten außer einseitig geerdeten Induktivitäten auch solche auf, die beidseitig hochliegen, d.h. keine unmittelbare Verbindung mit Erdpotential haben. Bild 1.29 zeigt solch eine Induktivität und zwei mögliche Simulierungen mittels Gyrtoren.

Die ersten Realisierungen einer erdfreien Induktivität mit zwei geerdeten Gyrtoren wurden von A. Hold und J. Taylor / 47 / und von J. Gensel / 48 / angegeben. Vorteilhaft bei dieser Methode ist die Verwendbarkeit eines einzigen Gyrtortyps für alle Aufgaben, nachteilig, daß die Gyrtationswiderstände beider Gyrtoren sehr genau gleich sein müssen, um keinen parasitären Transformator mitzuerzeugen (Par. 2.3.2). Nach-

teilig ist ferner die Tatsache, daß die Anzahl der Gyratoren verdoppelt wird.

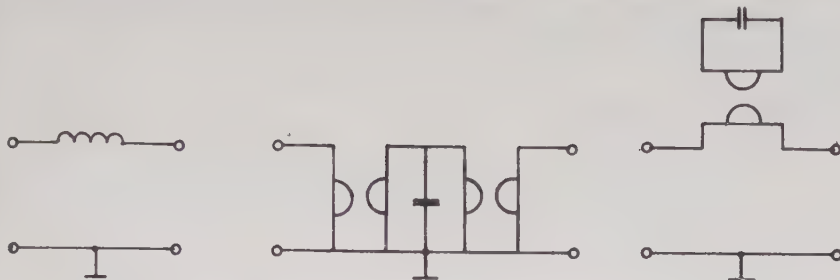


Bild 1.29 Erdfreie Induktivität und ihre Simulation durch zwei gekoppelte bzw. durch einen schwimmenden Gyrtor und jeweils eine Kapazität

D. Sheahan / 49 / verwendete zur Simulation erdfreier Induktivitäten eine schwimmende Versorgungsspannung, die zusätzlichen Aufwand und zusätzliche Verlustleistung bedeutet. W. H. Holmes / 50 - 54 / begründete die Philosophie des schwimmenden Gyrtors mit Differenzverstärkern, von denen einer mit Verstärkertransistoren aufgebaut ist, die komplementär zu den Verstärkertransistoren des anderen Differenzverstärkers sind. Diese in / 50 - 54 / angegebenen Gyrtoren, die mehrstufig aufgebaut sind, sind aufgrund parasitärer Phasendrehungen der Transistoren auf wenige kHz beschränkt. Eine Reduzierung der Stufenzahl, die unabhängig von unserem Vorgehen auch von T. Rao / 55 / propagiert wurde, beseitigt diesen Nachteil.

Wie in der vorliegenden Arbeit (Abschn. 5.2) gezeigt wird, lassen sich schwimmende Gyrtoren auch mit Differenzverstärkern vom gleichen Leitfähigkeitstyp direkt gekoppelt realisieren, eine Maßnahme, die der monolithischen Integration sehr entgegenkommt, den Einsatz von Super- β -Transistoren / 68 / ermöglicht und Gyrtoren geringer Verlustleistung ermöglicht. Die sich daraus ergebende Beschränkung auf eine Aussteuerung von 0,2 V (eff.) ist für einen weiten Anwendungsbereich

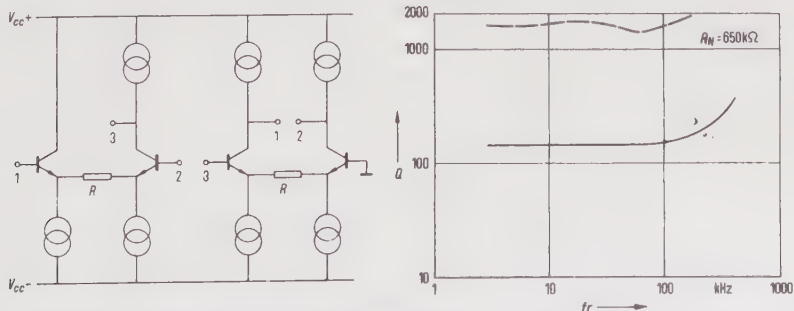


Bild 1.30 Prinzipschaltbild des Grundgyrtors ohne Verlustkompensation und die Gütekurven dieses Gyrtors mit und ohne Verlustkompensation (Klemmen mit gleichen Ziffern sind verbunden)

ausreichend. Bild 1.30 zeigt das Prinzipschaltbild und den Gütefrequenzgang dieses Gyrtors (ausgezogene Kurve). Mit breitbandiger Verlustkompensation läßt sich die gestrichelte Gütekurve erreichen.

1.3.4 Geerdeter Z-Gyrator

Der Z-Gyrator ist in der Literatur auffallend wenig vertreten, zwei Grundstrukturen wurden von Bendik / 56 / aufgrund prinzipieller Überlegungen mittels der Nullator-Norator-Methode gefunden, und eine davon realisierte McGregor / 57 /. Eigene Untersuchungen an einem neuen Z-Gyrator, dessen Prinzipschaltbild in Bild 1.31 gezeigt und dessen Funktionsweise in Abschn. 5.1 erläutert wird, ergaben ebenfalls wie die bekannten Schaltungen eine große Schwingneigung bei hohen Frequenzen im Falle beidseitig kapazitiver Belastung. Diese Instabilität, die wir auch experimentell an Gyrtoren nach der Schaltung von McGregor beobachtet haben, dürfte vermutlich ein Grund für die geringe Zahl von Veröffentlichungen sein. Die Stabilitätsuntersuchungen in Abschn. 3.1 zeigen jedoch, daß Z-Gyrtoren vorzugsweise bei induktivem Abschluß zur Simulierung von Kapazitäten geeignet sind. Diese Tatsache, die bisher noch nicht ausgesprochen wurde, stellt einen weiteren neuen Beitrag dieser Arbeit dar.

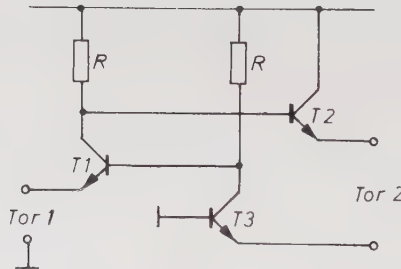


Bild 1.31 Prinzipschaltbild des Z-Gyrtors

2. Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die praktischen Anforderungen für Gyratoren vorangestellt, damit das Ziel der Arbeit festliegt. Weiters wird die Zweckmäßigkeit der Entwicklung zweier Gyratortypen, eines zur Simulation einseitig geerdeter Induktivitäten, eines anderen zur Simulation erdfreier Induktivitäten, begründet. Zwei bekannte Möglichkeiten der Arbeitspunktstabilisierung eines zur Simulation erdfreier Induktivitäten geeigneten schwimmenden Y-Gyrators werden gezeigt. In Abschnitt 2.3. sind einige grundlegende Formeln zusammengestellt, die für die weiteren Ausführungen wichtig, aber an sich nicht neu sind. Hier wird speziell auf die Passivität von Gyratoren und auf die Nachteile der Simulation einer erdfreien Induktivität durch zwei geerdete Gyratoren eingegangen, die Güte definiert und der Einfluß der Verlustkompensation auf die Empfindlichkeit gezeigt und diskutiert.

2.1. Praktische Anforderungen an Gyratoren

Ein realisierter Gyrtor, besonders wenn er monolithisch integriert werden soll, muß die aus der Praxis kommenden Anforderungen so gut wie möglich erfüllen, um eine vielseitige Anwendung zu finden. Dazu gehört unter anderem, daß das Spektrum der simulierbaren Induktivitäten so breit wie möglich und die erzielbare Güte hoch ist. Man verläßt sich daher besser nicht auf eine Variation der Abschlußkapazitäten, die nach Paragraph 2.3.3 keine optimale Güte gibt, sondern auf eine Wählbarkeit des Gytrationswiderstandes. Ein Bereich von 0,5 k Ω bis 20 k Ω hat sich für den Gyrtor als ausreichend herausgestellt. Weiters sollen die Gytrationsverluste möglichst niedrig sein und nach Möglichkeit sogar negativ gemacht werden können, um Verluste der Lastkapazitäten mit beseitigen zu können. Die Güte des Gytrators (d.h. die maximale Güte eines Gytratorschwingkreises; vgl. Par. 2.3.3) soll möglichst nicht weniger als 500 betragen. Der Gyrtor soll in einem weiten Frequenzbereich einsetzbar sein und seine Gleichstromverlustleistung hinreichend klein gehalten werden. Da hier die Anforderungen sehr unterschiedlich sind, wäre es gut, die Verlustleistung in weitem Bereich regeln zu können. Die Aussteuerbarkeit der Gytratoren sollte so groß wie möglich sein, doch zeigte eine Untersuchung, daß die Anforderungen speziell in der Trägerfrequenztechnik nicht sehr hoch sind, und im allgemeinen durch günstige Systemplanung kleiner als 0,2 V (eff.) gehalten werden können.

Weiters sollen mit Gytratoren sowohl einseitig geerdete Induktivitäten als auch beidseitig erdfreie Induktivitäten, beispielsweise in einem nachrichtentechnischen Filter, simuliert werden können. Prinzipiell lassen sich mit einem schwimmenden Gyrtor, der über ein schwimmendes Tor verfügt, sowohl erdfreie als auch geerdete Induktivitäten simulieren, so daß für die Erfüllung der praktischen Anforderungen eigentlich nur ein Gyrtortyp, nämlich einer mit einem schwimmenden

Tor, erforderlich ist. Doch hat zur Simulierung einseitig geerdeter Induktivitäten ein Gyrator, der speziell für diesen Anwendungsfall entworfen ist, praktische Vorteile. So ist der Aussteuerbereich dieses speziellen Gyrators bei gleichen Gleichstromverlusten im allgemeinen erheblich größer, und die Stabilität der Arbeitspunkte ist weniger kritisch, da keine Symmetriebedingungen erfüllt werden müssen (vgl. Par. 5.2.1). Aus diesem Grunde ist es zweckmäßig, zwei unterschiedliche Gyratoren zu verwenden, einen geerdeten zur Simulierung einer einseitig geerdeten Induktivität und einen schwimmenden Gyrator zur Simulierung einer erdfreien Induktivität.

2.2. Realisierung schwimmender Y-Gyratoren

Ein schwimmender Y-Gyrator besteht aus zwei vierpolmäßig parallelgeschalteten spannungsgesteuerten Stromquellen (Gl. 1.3.2). Um gleiche spannungsgesteuerte Stromquellen verwenden zu können, verwendet man eine externe Überkreuzung, um die richtige Phasenbeziehung zu erhalten (vgl. Bild 5.2.1a). Aus Gründen der geringen Arbeitspunktstabilität ist es kaum möglich, Y-Gyratoren mit zwei voneinander unabhängig schwimmenden Toren auszuführen. Wenigstens eine der beiden Anschlußklemmen eines Tores braucht eine hinreichend niederohmige Gleichstromverbindung zur Masse⁺. Aber auch eine der Anschlußklemmen des anderen Tores sollte gleichstrommäßig mit Erdpotential in Verbindung stehen, damit sich kleine Unsymmetrien der Arbeitsströme leichter ausgleichen können (vgl. Par. 5.2.1). Anhand des Gyratorschaltsymbols (Bild 2.2.1) sind zwei mögliche Versionen dargestellt, ein Tor, hier das Ausgangstor (Punkte 3, 4) gleichstrommäßig zu stabilisieren. Die in Bild 2.2.1a angegebene Möglichkeit / 58 /, Punkt 4 und Punkt 2 miteinander zu verbinden, ist schaltungsmäßig geringfügig aufwendiger als die zweite Möglichkeit, die Anschlußklemme 4 zu erden / 50 /, wodurch eine Gleichstromquelle eingespart werden kann. In Abschn. 5.3. wird der dort behandelte Y-Gyrator auf diese Art und Weise gleichstrommäßig stabilisiert.

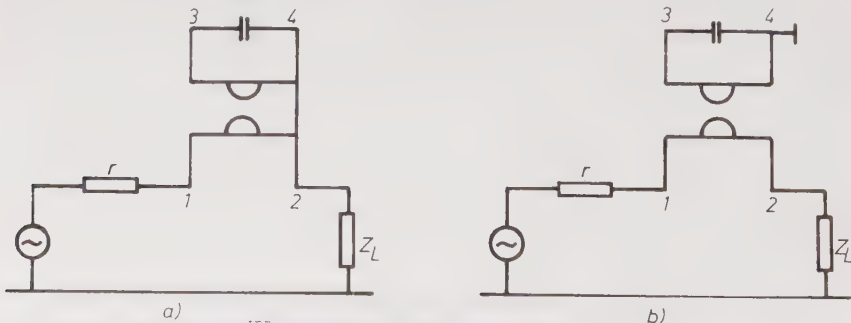


Bild 2.2.1 Gleichstrommäßige Arbeitspunktstabilisierung am Beispiel des einfachen Nullfilters
a) durch Verbinden beispielsweise der Ausgangsklemme (4) mit der Eingangsklemme (2) / 58 /
b) durch Erden einer Anschlußklemme, beispielsweise von Klemme (4) / 50 /

2.3. Einige grundlegende Formeln

2.3.1 Aktive und passive Gyrateure im Sinne der Vierpoltheorie

Der Gyrateur ist als ein passives Netzwerkelement definiert. Hier wird anhand von Momentanspannungen und -strömen gezeigt, daß das Verhältnis der Gyrationaleitwerte (hier werden auch ungleiche Gyrationaleitwerte betrachtet) ein Kriterium für Passivität liefert.

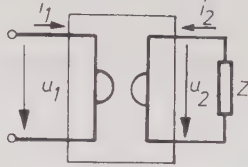


Bild 2.3.1 Gyrateur mit einer Abschlußimpedanz Z

Für diese Überlegungen sei der Gyrateur als verlustfrei an beiden Toren vorausgesetzt, habe also die Matrix Gl. 2.3.1 mit den Gyrationaleitwerten g_1 und g_2

$$\mathbf{Y}_G = \begin{pmatrix} 0 & g_1 \\ -g_2 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3.1)$$

Die Ausgangsleistung P_2 , die der Gyrateur an die Lastimpedanz Z abgibt, beträgt

$$P_2 = -i_2 u_2. \quad (2.3.2)$$

Die Leistung P_1 , die der Gyrateur aufnimmt, beträgt

$$P_1 = i_1 u_1. \quad (2.3.3)$$

Ersetzt man i_1 und u_1 mit Hilfe der Matrix 2.3.1, so erhält man

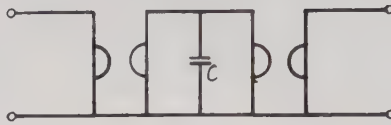
$$P_1 = \frac{g_1}{g_2} P_2. \quad (2.3.4)$$

Die Gleichung 2.3.4 zeigt, daß der Gyrateur im Falle $g_1 = g_2$ weder Leistung aufnimmt noch abgibt, also reaktiv ist, für $g_1 \neq g_2$ ist der Gyrateur aktiv im Sinne der Vierpoltheorie.

2.3.2 Schwimmende Induktivität, realisiert mit zwei geerdeten Gyrateuren

Eine Methode, erdfreie Induktivitäten zu simulieren, besteht darin, zwei geerdete in Kette geschaltete Gyrateure und eine Kapazität zu verwenden, wie in

Par. 1.3.3 erwähnt wurde. Hier soll gezeigt werden, daß die Gyrationaleitwerte sehr genau übereinstimmen müssen, um nicht gleichzeitig einen parasitären Transformator zu erhalten / 49 /.



$$\begin{pmatrix} 0 & g_1 \\ -g_1 & 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 0 & g_2 \\ -g_2 & 0 \end{pmatrix}$$

Bild 2.3.2 Simulation einer erdfreien Induktivität mittels zweier Gyrateure und einer Kapazität. Die Y-Matrizen der Gyrateure sind angegeben.

Bezeichnet man die Gyrationaleitwerte entsprechend Bild 2.3.2 mit g_1 und g_2 und die Kapazität mit C , so erhält man die Kettenmatrix des Gesamtvierpols durch Multiplikation der Teilkettenmatrizen.

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{g_1} & 1 & 0 \\ g_1 & 0 & pC & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{g_2} \\ g_2 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{g_2}{g_1} & \frac{pC}{g_1 g_2} \\ 0 & \frac{g_1}{g_2} \end{pmatrix} \quad (2.3.5)$$

Wie sich durch Zerlegung dieser Matrix leicht beweisen läßt, entspricht die resultierende Matrix in Gleichung 2.3.5 einer Kettenschaltung einer erdfreien Induktivität

$$L = C/g_1^2 \quad (2.3.6)$$

und einem Transformator mit dem Übertragungsverhältnis $\ddot{u} = g_2/g_1$, wie Bild 2.3.3 zeigt.

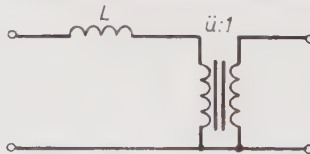


Bild 2.3.3 Äquivalente Schaltung zu Bild 2.3.2

Solch ein parasitärer Transformator ist insbesondere dann störend und deshalb zu vermeiden, wenn man z.B. einen schwimmenden Parallelresonanzkreis mit geerdeten Gyrateuren realisieren möchte. Beide Gyrateure müssen daher sehr genau übereinstimmen. Durch Verwendung eines schwimmenden Gyrateurs wird dieses Problem weitgehend

eliminiert (vgl. Abschn. 2.2 und 5.2).

2.3.3 Güte eines praktischen Gyrtors

Als Güte Q eines praktischen (d.h. verlustbehafteten) Gyrtors definieren wir die maximale Güte eines Resonanzschwingkreises, der durch einen beidseitig kapazitiv abgeschlossenen Gyrtor gebildet wird; dabei sei vorausgesetzt, daß die Kapazitäten verlustfrei sind und der Bedingung $y_{11}C_2 = y_{22}C_1$ (Gl. 2.3.11) genügen; das heißt, daß wir das Gütemaximum betrachten, wie weiter unten beschrieben wird. Die so definierte Güte ist im allgemeinen frequenzabhängig. Als Grundgüte Q_0 des Gyrtors bezeichnen wir den niederfrequenten Grenzwert

$$Q_0 = \lim_{f \rightarrow 0} Q(f). \quad (2.3.7)$$

Bild 2.3.4 zeigt einen beidseitig kapazitiv abgeschlossenen Gyrtor und die allgemeine Gyrtormatrix mit bis auf das Vorzeichen gleichen reellen Gyrtationsleitwerten g in der Hauptdiagonale.

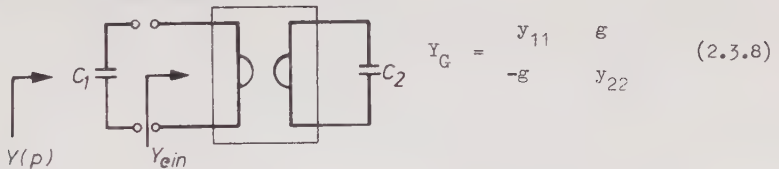


Bild 2.3.4 Kapazitiv abgeschlossener Gyrtor und seine Y-Matrix

Der Leitwert y_{ii} ($i = 1, 2$) berücksichtigt die Verluste des Gyrtors. ⁺/ Der Leitwert $Y(p)$ des Gesamtschwingkreises lautet mit dem Eingangsleitwert Y_{ein} des einen Tors

$$Y(p) = pC_1 + Y_{\text{ein}} = \frac{p^2 C_1 C_2 + p(y_{22} C_1 + y_{11} C_2) + \Delta y}{y_{22} + pC_2}, \quad (2.3.9)$$

wobei $\Delta y = y_{11} y_{22} + g^2$ die Determinante bedeutet. Daraus ergibt sich eine Güte der Nullstellen von $Y(p)$ nach Gleichung 1.1.8 von

$$Q = \frac{\sqrt{C_1 C_2 \Delta y}}{y_{22} C_1 + y_{11} C_2}. \quad (2.3.10)$$

Optimiert man Q im Hinblick auf C_1 , wobei $C_2 = \text{const.}$ gehalten wird ($\frac{dQ}{dC_1} = 0$),

⁺/ Infolge parasitärer Effekte sind die Gyrtationsleitwerte bei höheren Frequenzen im allgemeinen frequenzabhängig. Die reelle Matrix in Gl. 2.3.8 beschreibt also das Verhalten bei hinreichend niederen Frequenzen.

so erhält man die Bedingung

$$y_{11}C_2 + y_{22}C_1 = 0 \quad (2.3.11)$$

und die maximale Gyratorgüte, d.h. die Grundgüte Q_0 des Gyrtators, ist

$$Q_0 = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\Delta y}{y_{11}y_{22}}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{\sqrt{y_{11}y_{22}}} \quad (2.3.12)$$

Die Näherung gilt für hohe Gütwerte, d.h. für $g \gg y_{11}, y_{22}$. Eine analoge Überlegung für Gyrtatoren nach der Z-Matrix (Gl. 1.3.1 mit zusätzlichen Leerlaufimpedanzen z_{11} und z_{22}) gibt

$$Q_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta z}{z_{11}z_{22}}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{R}{\sqrt{z_{11}z_{22}}} \quad (2.3.13)$$

Betrachten wir nun Gleichung 2.3.9 und setzen in dieser Gleichung die Gyratorverluste als gleich an, $y_{11} = y_{22}$, eine meist gut erfüllte Nebenbedingung, und weiters $g \gg y_{11}, y_{22}$, so erhalten wir

$$Q \approx \frac{g}{y_{11}} \cdot \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{C_1 + C_2}$$

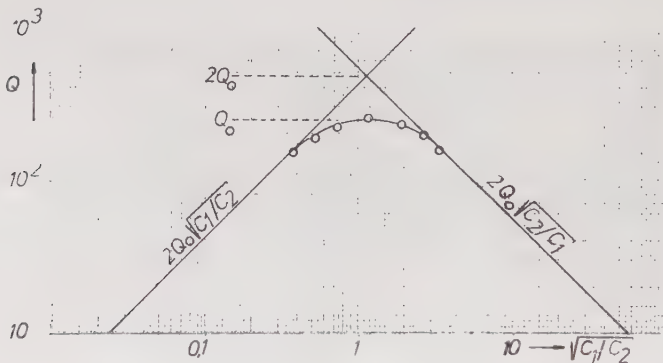


Bild 2.3.5 Gemessene Güte in Abhängigkeit von $\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}$ und die dazugehörigen Asymptoten. Die Punkte der Kurve sind Meßpunkte.

Ersetzen wir g/y_{11} durch die Grundgüte Q_0 nach Gleichung 2.3.12, so erhalten wir

$$Q \approx \frac{2Q_0}{\sqrt{C_1/C_2} + \sqrt{C_2/C_1}} \quad (2.3.14)$$

Die Gyratorgüte hat also in Abhängigkeit vom Kapazitätsverhältnis C_1/C_2 ein Maximum $Q = Q_0$ für $C_1/C_2 = 1$, für kleine C_1/C_2 nähert sich Q der Asymptote

$Q = \frac{2Q_0}{\sqrt{C_2/C_1}}$ und für große C_1/C_2 der Asymptote $Q = \frac{2Q_0}{\sqrt{C_1/C_2}}$. Der Schnittpunkt der Asymptoten liegt beim Gütewert $2Q_0$, wie Bild 2.3.5 zeigt. In diesem Bild wird dieses Verhalten durch eine Messung mit dem in Abschn. 5.3 beschriebenen geerdeten Y-Gyrator belegt

2.3.4 Verlustkompensation bei Gytratoren

Jede Art der Verlustkompensation hat eine Erhöhung der Empfindlichkeit zur Folge. Hier wird gezeigt, warum im Falle von Gytratoren Verlustkompensation sinnvoll sein kann.

Die in Gleichung 2.3.8 auftretenden Leitwerte y_{11} und y_{22} bedämpfen den Gytrator. Der Einfachheit halber betrachten wir die Grundgüte Q_0 im Falle $g_1 = g_2 = g$ und $C_1 = C_2 = C$

$$Q_0 = \frac{g}{y_{11} + y_{22}} \quad (2.3.15)$$

Schalten wir negative Leitwerte G_{N1} und G_{N2} parallel zu den Toren des Gytrators, so wird die resultierende Güte nach Verlustkompensation (Index k)

$$Q_{Ok} = \frac{g}{(y_{11} - G_{N1}) + (y_{22} - G_{N2})} \quad (2.3.16)$$

Für $y_{11} = y_{22} = G_v$, $G_{N1} = G_{N2} = G_N$, $x = G_N/G_v$ und nach Umformung in Anlehnung an Gensel / 59 / wird

$$Q_{Ok} = Q_0 \cdot \frac{1}{1-x} \quad (2.3.17)$$

Eine entsprechende Gleichung gilt auch für die Güte Q_{Ok} im Falle der Verlustkompensation eines allgemeinen, d.h. unsymmetrischen Gytrators ($y_{11} \neq y_{22}$, $g_1 \neq g_2$). Die Empfindlichkeit der Güte bezüglich des Verhältnisses $x = G_N/G_v$ steigt im gleichen Verhältnis wie die Güte, also

$$S_x^{Q_{Ok}} = \frac{Q_{Ok}}{Q_0} \quad (2.3.18)$$

Bei den NIC-RC-Filtermethoden war es möglich, durch Differenzbildung großer Terme die Güte von 0,5 auf etwa 5, also um etwa einen Faktor 10 zu erhöhen und hinreichend stabil zu halten. Entsprechend gelingt es bei Gytratoren, eine Anhebung der Güte bis zu einem Faktor von etwa 10 vorzunehmen, ohne eine unzulässig hohe Empfindlichkeit der resultierenden Güte zu erhalten. Da wir jedoch bei Gytratoren von wesentlich höheren Grundgüten $Q_0 \gg 0,5$ ausgehen, erhalten wir auf diese Art und Weise hohe resultie-

rende Güten Q_{Ok} , die eine verlustfreie Filterrealisierung ermöglichen und somit die Vorteile der Anpassung verlustfreier LC-Filter im Durchlaßbereich, d.h. äußerst geringer Empfindlichkeit im Durchlaßbereich voll ausnutzen. Weiters ist noch zu erwähnen, daß die Toleranzforderungen eines Gyrator-C-Filters meistens nur eine untere Schranke für den Betrag der Gyratorgüte vorschreiben, so daß die Gyratorgüte in der Praxis auch negative Werte annehmen kann (diese Situation hat keine Instabilität zur Folge, da die Abschlußwiderstände des Filters in diesem Falle dämpfend wirken).

3. Untersuchung des Stabilitätsverhaltens von reaktiv belasteten

Y- und Z-Gyratoren

In diesem Kapitel befassen wir uns mit der möglichen Instabilität praktischer Gyratorschaltungen infolge unerwünschter Frequenzabhängigkeit durch parasitäre Effekte. Die untersuchten Zusammenhänge sind bei Entwurf und Anwendung von Gyratorschaltungen zu beachten. Wir untersuchen insbesondere das Verhalten von Y- und Z-Gyratoren im praktisch wichtigen Betriebsfall reaktiver Last an beiden bzw. nur an einem Tor. Es zeigt sich, daß die beiden Gyratortypen sich hinsichtlich der Stabilität unterschiedlich und zwar dual zueinander verhalten.

3.1. Stabilität des beidseitig kapazitiv belasteten Y-Gyrators

Der Y-Gyrator besteht aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen, die in diesem Abschnitt bis auf das Vorzeichen als gleich angenommen werden (Steilheit S , eingangsseitiger Verlustwiderstand R_L). Betrachten wir einen Schwingkreis, gebildet aus einem beidseitig kapazitiv abgeschlossenen Gyrator, so liegen die Kapazitäten parallel zu den Verlustwiderständen R_L . Diese Kapazitäten werden ebenfalls gleich groß gewählt und mit C_L (Lastkapazität) bezeichnet. Die Zeitkonstante der Kapazitäten mit den Verlustwiderständen R_L sei mit $\tau_L = R_L \cdot C_L$ bezeichnet. In Bild 3.1.1a ist solch ein Schwingkreis an Punkt A aufgetrennt und die so entstehende Verstärkerschaltung in Bild 3.1.1b gezeichnet.

Im folgenden wird für die Verstärkerschaltung in Bild 3.1.1b der Frequenzgang $T(j\omega)$ der Spannungsübertragungsfunktion $T(p)$ betrachtet, der Zusammenhang zwischen Schwingkreislösung Q und der Phase φ von $T(j\omega)$ aufgezeigt und die Auswirkung einer Frequenzabhängigkeit der Steilheit auf die Güte der Stabilität des Schwingkreises diskutiert.

Der Einfachheit halber setzen wir das Produkt aus Steilheit S und Verlustwiderstand R_L gleich β , der Stromverstärkung der Eingangstristoren, indem wir annehmen, daß der Eingangswiderstand der stromgesteuerten Stromquellen gleich dem Verlustwiderstand ist und der entsprechende Ausgangsleitwert vernachlässigbar klein ist. Wir erhalten dann eine Spannungsübertragungsfunktion

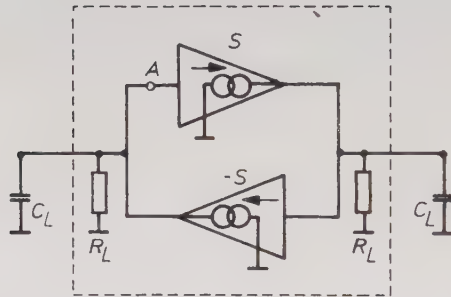
$$T(p) = \frac{U_2}{U_1} = - \frac{\beta^2}{(1+p\tau_L)^2} \quad \text{mit } \beta = S \cdot R_L \quad (3.1.1)$$

Für reelle Frequenzen ω betrachten wir den Frequenzgang $T(j\omega)$ in Polarkoordinaten

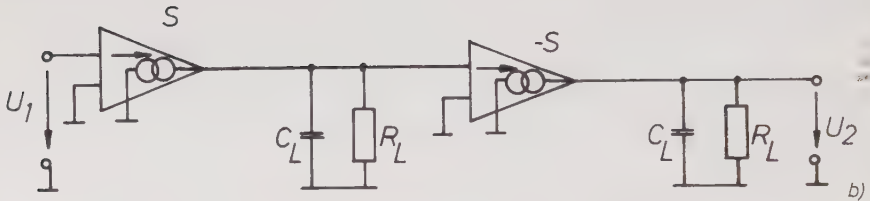
$$T(j\omega) = |T| \cdot e^{j\varphi} = \frac{\beta^2}{1+\omega^2\tau_L^2} \cdot e^{j(\pi-2\arctan\omega\tau_L)} \quad (3.1.2)$$

Einfacher ist der Zusammenhang der Phase φ mit der reellen Frequenz ω nach folgender Gleichung:

$$\cot \frac{\varphi}{2} = \omega \tau_L \quad (3.1.3)$$



a)



b)

Bild 3.1.1a Schwingkreis, gebildet aus einem Y-Gyrator mit zwei Lastkapazitäten C_L , der an Punkt A aufgetrennt wird

Bild 3.1.1b Verstärkerschaltung, entstanden durch Auftrennen der Schwingkreisschaltung in Bild 3.1.1a an Punkt A

Die Ortskurve des Frequenzganges $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.1.2 in der komplexen T-Ebene zeigt Bild 3.1.2 qualitativ.

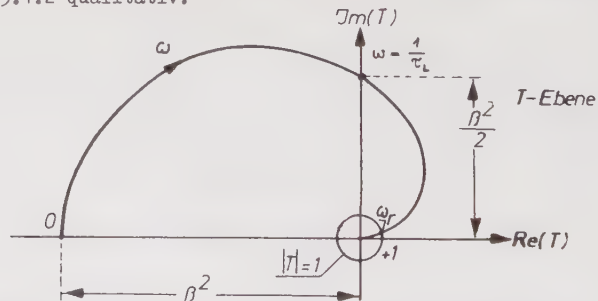


Bild 3.1.2 Qualitativer Verlauf der Ortskurve der Frequenzganges $T(j\omega)$ der Übertragungsfunktion $T(p)$ nach Gleichung 3.1.2

Der Punkt $T(p) = +1$ liegt im allgemeinen direkt links von der Ortskurve $T(j\omega)$. Bei Wiederherstellung der Verstärkerschleife aus der Schaltung (Bild 3.1.1b) wird der Zustand $T(p) = 1$ jedoch erzwungen. Die Eigenfrequenzen $p_{1,2}$ des Schwingkreises müssen daher komplex sein.

$$p_{1,2} = -\frac{1}{\tau_L} \pm j \cdot \frac{\beta}{\tau_L}, \quad (3.1.4)$$

ihr Betrag ist

$$|\omega_p| = |p_{1,2}| = \frac{\beta}{\tau_L} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\beta^2}}. \quad (3.1.5)$$

Bild 3.1.3 zeigt die Lage der Eigenfrequenz in der komplexen Frequenzebene.

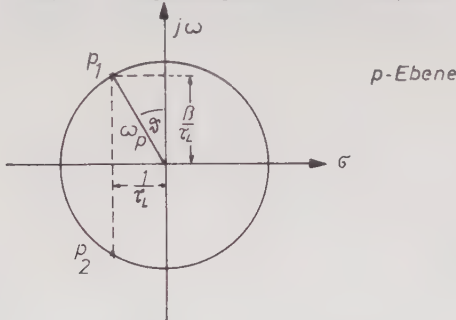


Bild 3.1.3 Eigenfrequenz des Schwingkreises in der p -Ebene

Daraus ergibt sich folgende Güte (vgl. Bild 1.2 und Gleichung 1.1.6)

$$Q = \frac{1}{2 \sin \varphi} = \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\beta^2}}, \quad (3.1.6)$$

wobei der Winkel φ den Winkel zwischen der komplexen Polfrequenz und der imaginären Achse darstellt.

In den später folgenden Bode-Diagrammen wird uns besonders jene Frequenz ω_r interessieren, bei der der Frequenzgang $|T(j\omega_r)| = 1$ ist, da die Phase in diesem Punkt Auskunft über Stabilität gibt. Diese Frequenz ω_r stimmt für hohe Schwingkreisgüten sehr gut mit der Resonanzfrequenz $\omega_r = S/C_L$ des Schwingkreises im Falle der Verlustfreiheit ($R_L = \infty$) überein. Aus $|T(j\omega_r)| = 1$ erhalten wir die Frequenz

$$\omega_r = \frac{\beta}{\tau_L} \sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2}} \quad (3.1.7)$$

und die Phase φ_r des Frequenzganges $T(j\omega)$ für ω_r nach Gleichung 3.1.3

$$\varphi_r = 2 \arccot \left(\beta \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2}} \right). \quad (3.1.8)$$

Aus den Gleichungen 3.1.8 und 3.1.6 läßt sich der Zusammenhang zwischen Güte und Phase finden

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\cot^2 (\gamma_r/2) + 2}. \quad (3.1.9)$$

Für kleine γ_r -Werte wird die Güte Q groß, und die letzte Gleichung läßt sich vereinfachen zu

$$Q \approx \frac{1}{\gamma_r}. \quad (3.1.10)$$

In Bild 3.1.4 ist für den Frequenzgang $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.1.2 das Bode-Diagramm und der Phasenverlauf gezeichnet, wobei folgende Werte beispielsweise zugrundegelegt wurden:

$$\begin{aligned} S &= 0,465 \text{ mS} \\ R_L &= 645 \text{ k}\Omega \\ C_L &= 10 \text{ nF} \\ f_r &= 7,5 \text{ kHz} \end{aligned} \quad (3.1.11)$$

Da in diesem Diagramm nur die Asymptoten bzw. Tangenten des Betrages $|T(j\omega)|$ gezeichnet sind, haben wir praktisch gleiche Verstärkung bis zur ersten Eckfrequenz $f_L = 1/2\tau_L$, der Frequenz eines Doppelpols. Aufgrund dieses Doppelpols hat die folgende Asymptote einen 12-dB/Oktave-Abfall und schneidet die 0-dB-Abszisse ($|T(j\omega)| = 1$) bemerkenswerterweise bei der Frequenz

$$f_{r0} = f_r/2, \quad (3.1.12)$$

der Resonanzfrequenz des verlustlosen Schwingkreises. Die zuerst errechnete Resonanzfrequenz ω_r (Gl. 3.1.7) ist die Resonanzfrequenz des verlustbehafteten Schwingkreises. Sie ist geringfügig kleiner als ω_{r0} .

Bisher haben wir die spannungsgesteuerten Stromquellen bis auf die Eingangsimpedanz als ideal vorausgesetzt. In praxi gibt es jedoch weitere parasitäre Eckfrequenzen. So ist die Steilheit jeder spannungsgesteuerten Stromquelle frequenzabhängig. Näherungsweise gilt

$$S(p) = \frac{S}{1+p\tau_s}. \quad (3.1.13)$$

Die entsprechende Eckfrequenz $f_s = 1/2\tau_s$ ist die Frequenz eines Doppelpols in der Übertragungsfunktion $T(p)$, wenn beide spannungsgesteuerte Stromquellen als gleich angenommen werden. Mit diesem zusätzlichen Doppelpol ergibt sich ein neuer Frequenzgang $T(j\omega)$

$$T(j\omega) = - \frac{S^2}{(1+j\omega\tau_L)^2 (1+j\omega\tau_s)^2}. \quad (3.1.14)$$

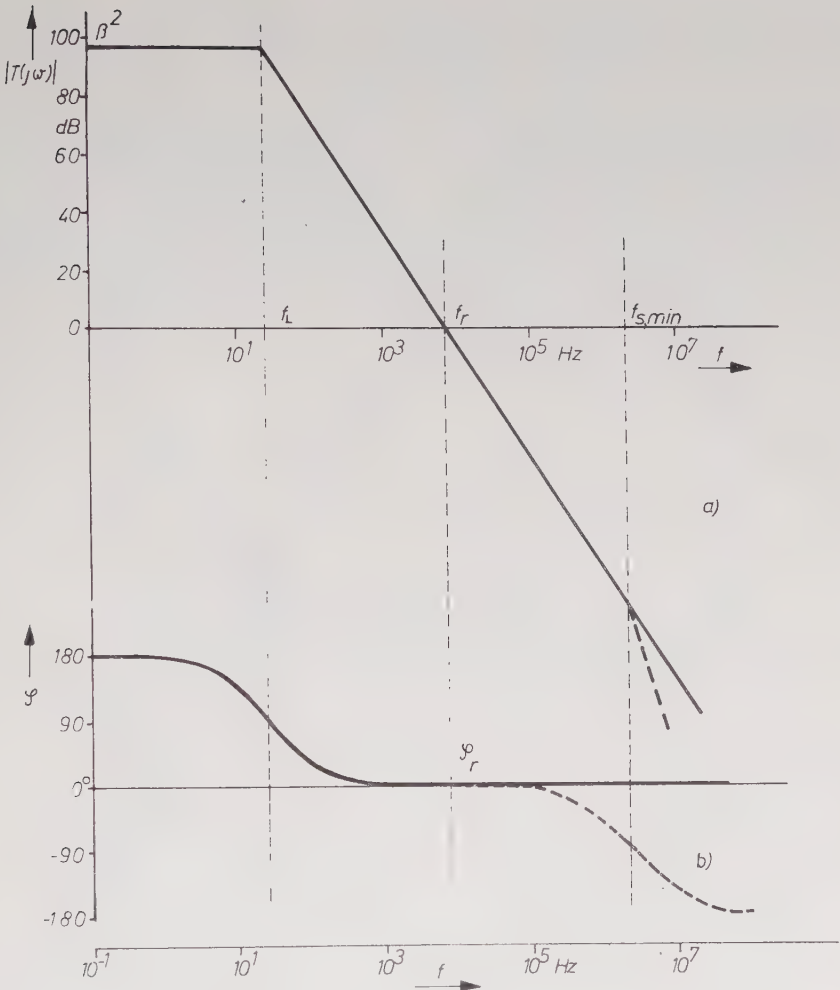


Bild 3.1.4 Frequenzverlauf von $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.1.2

- a) Betrag $|T(j\omega)|$ als Bode-Diagramm
 b) Phase φ

Der Einfluß eines weiteren Doppelpols $f_{\min}$ ist gestrichelt

Die Phase ergibt sich aus der folgenden Gleichung

$$\cot \frac{\varphi}{2} = \frac{\omega(\tau_L + \tau_S)}{1 - \omega^2 \tau_L \tau_S}; \quad (3.1.15)$$

die Güte bei der Resonanzfrequenz $f_r \approx f_{r_0} = \frac{S}{2\pi\omega_L} = \frac{B}{2\pi\tau_L}$ ist, ausgedrückt

durch die Resonanzphase φ_r ,

$$Q \approx \frac{1}{f_r} \approx \frac{B(1+\tau_s/\tau_L)}{2(1-B^2\tau_s/\tau_L)} \quad (3.1.16)$$

Durch die Differenzbildung im Nenner steigt die Güte, wenn wir annehmen, daß die neue Eckfrequenz f_s aus dem Unendlichen zu niedrigeren Frequenzen rückt. Für $f_s = \beta^2 f_L$ wird die Güte $Q = \infty$ und die Phase $\varphi = 0$. Diese Eckfrequenz bezeichnen wir mit f_{smin} . Für eine noch tieferfrequente Eckfrequenz $f_s < f_{smin}$ wird die Güte negativ, und die Phase überschreitet die 0-Grad-Grenze. Im Falle der geschlosse-

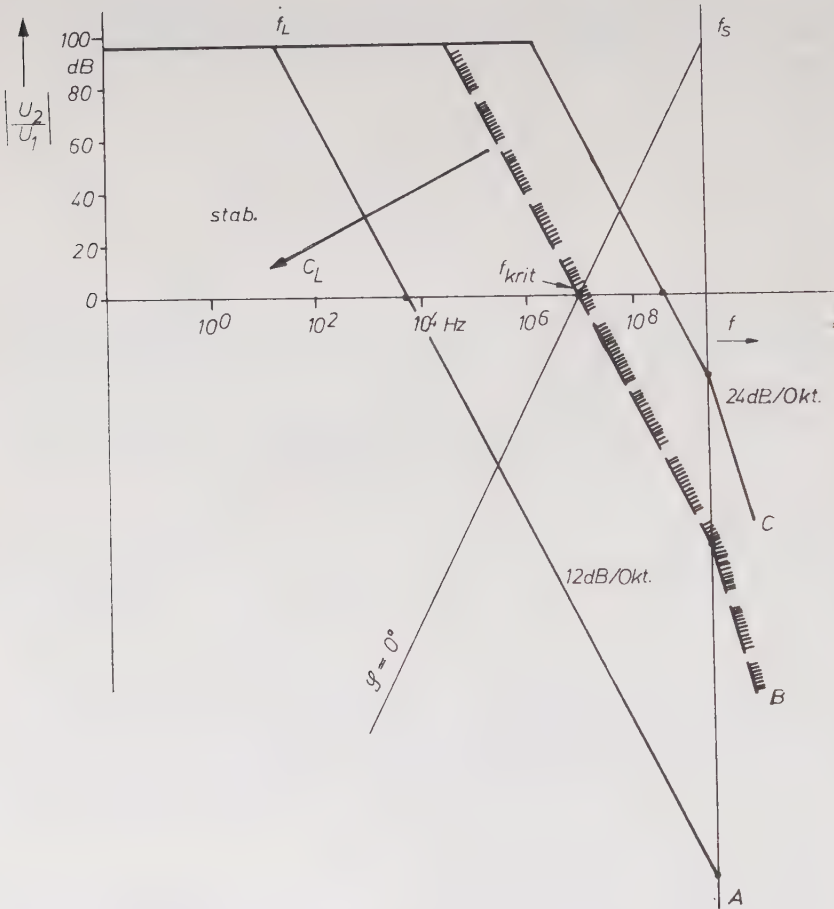


Bild 3.1.5 Bode-Diagramm zu Gleichung 3.1.14 mit der Lastkapazität C_L als Parameter

nen Verstärkerschleife ist damit die Grenze der Stabilität überschritten. In Bild 3.1.4 ist die minimale Eckfrequenz f_{min} zusätzlich eingezeichnet und der entsprechende Frequenzgang mit einem 24-dB/Oktave-Abfall gestrichelt angedeutet. Auch die durch die zusätzlichen Eckfrequenzen $f_{\text{min}} = B \cdot f_r$ entstehende Änderung der Phase wurde gestrichelt angedeutet. Nehmen wir als Beispiel einen schwimmenden Y-Gyrator nach Abschn. 5.3 mit geerdetem Eingangstor, einen kollektorstrom 0,5 mA der Transistoren BCY 59 / 6 /, so ist beispielsweise die Eckfrequenz $f_S \approx 2$ GHz. In Bild 3.1.5 ist das Bode-Diagramm für Gleichung 3.1.14 gezeichnet, wobei Kurve A unserer Kurve in Bild 3.1.4, d.h. Lastkapazitäten $C_L = 10$ nF, entspricht. Da $f_S \gg f_{\text{min}}$ ist, beeinträchtigt dieser zusätzliche Doppelpol τ_S die Phase φ_r und damit die Güte für diese Abschlußkapazität nur unwesentlich. Für einen ganz bestimmten kleineren Kapazi-

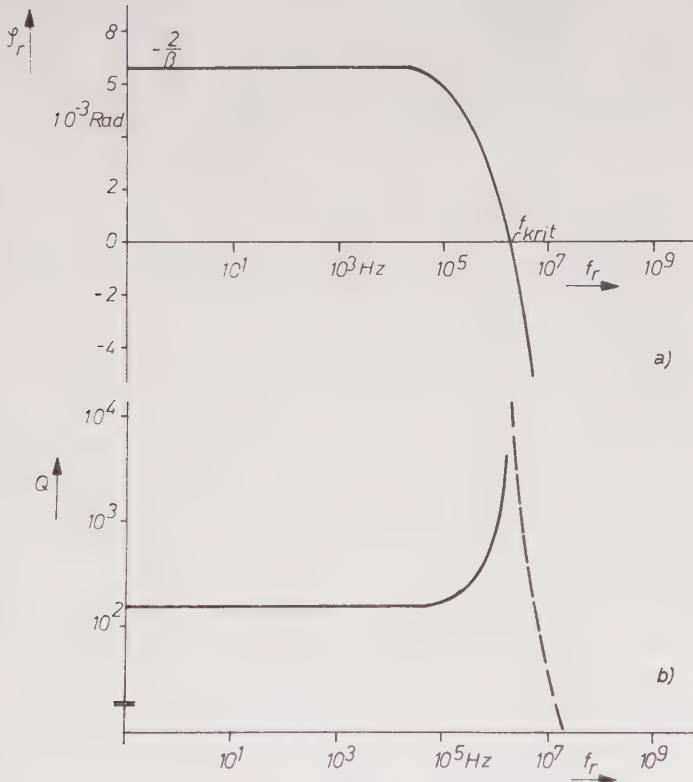


Bild 3.1.6 Phasenwinkel φ_r in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz f_r (a) und die dem Phasenwinkel entsprechende Güte Q (b). Gestrichelt ist der Bereich negativer Gütewerte dargestellt.

tätswert $C_{Lkrit} = B \cdot S / f_s$ ist die Kurve B gezeichnet, die den Übergang vom stabilen zum instabilen Bereich darstellt, weil sie speziell gekennzeichnet wurde. In diesem Fall entspricht die Resonanzfrequenz

$$f_r = f_{krit} = \frac{S}{2\pi C_{Lkrit}} = \frac{f_s}{B}, \quad (3.1.17)$$

jener Frequenz, bei der der Gyrator die Güte $Q = \alpha$ aufweist. Für die Lastkapazität von Frequenzgang B ist $f_s = f_{smin}$ (vgl. Bild 3.1.4). Für noch kleinere Lastkapazitäten $C_L < C_{Lkrit}$ ist die Phase φ_r negativ, und im Falle der geschlossenen Schleife tritt Eigenschwingen bei der Resonanzfrequenz auf.

Aufgrund weiterer parasitärer Phasendrehungen, z.B. aufgrund einer endlichen Laufzeit τ_L , die den geometrischen Abmessungen unserer Testschaltung entspricht, wird die kritische Grenzfrequenz f_{krit} zu etwas tieferen Frequenzen hin verschoben. Ist die Laufzeit z.B. $\tau_L = 0,5$ nsec, so führt dies bereits bei Frequenzen weniger MHz zu Phasendrehungen, die ausreichen, um den Gyrator zum Schwingen zu bringen.

Für den als Beispiel betrachteten Gyrator mit einer kritischen Frequenz f_{krit} knapp über 1 MHz zeigt Bild 3.1.6a den gütebestimmenden Phasenwinkel φ_r nach Gleichung 3.1.16 in Abhängigkeit von der jeweiligen Resonanzfrequenz f_r . Entsprechend Gleichung 3.1.10 zeigt Bild 3.1.6b die Güte des Gyratorschwingkreises, abgeleitet aus dem Phasenwinkel φ_r in Bild 3.1.6a.

Auswirkung einer Verringerung der Verluste auf die kritische Frequenz

Wir betrachten das Bode-Diagramm eines Frequenzganges $T(j\omega)$ mit einem niederfrequenten und einem hochfrequenten Doppelpol nach Gleichung 3.1.14 entsprechend Bild 3.1.7 (ausgezogene Kurve). Vergrößern wir die Eingangsimpedanz der Verstärker z.B. durch Antdämpfung (Kompensation der Verluste) oder durch die Anwendung von Super- β -Transistoren, so haben wir die Verlustwiderstände R_L in Bild 3.1.1b zu vergrößern. Die Steilheitsfrequenz möge dabei unverändert bleiben. Dann erhöht sich bei Frequenzen $f \rightarrow 0$ die Schleifenverstärkung von β^2 nach β_k^2 , und es ergibt sich das gestrichelte Diagramm. Als Folge davon erhalten wir eine erniedrigte Grenzfrequenz $f_{krit, k}$ (der Index k soll auf die teilweise Kompensation der Verluste hinweisen). Das bedeutet, daß die Einführung von Super- β -Transistoren zwar die Grundgüte erhöhen kann, daß sich aber bei einer gleichbleibenden Steilheitsgrenzfrequenz die kritische Grenzfrequenz im gleichen Maße verringert wie sich die Verlustwiderstände R_L und damit die Schleifenverstärkung β^2 vergrößern.

Zusammenfassend halten wir fest: Ein beidseitig kapazitiv belasteter Y-Gyrator ist stabil, solange die erste parasitäre Eckfrequenz f_s der Steilheitsverstärker

wenigstens um den Faktor 8 größer als die Resonanzfrequenz f_r ist. Im Falle einer Instabilität treten Eigenschwingungen bei der Resonanzfrequenz f_r des Schwingkreises auf.

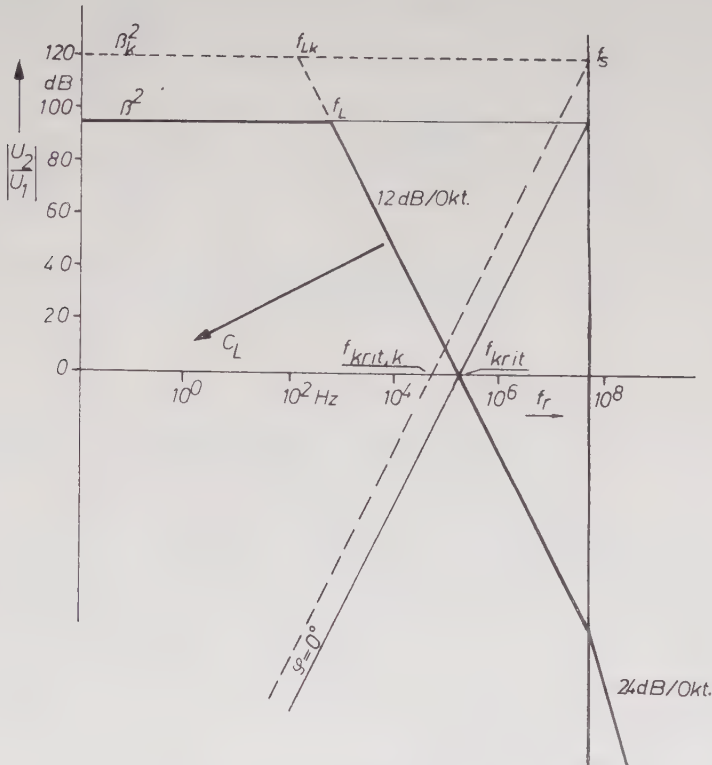


Bild 3.1.7 Auswirkung einer Verringerung der Verluste auf die kritische Grenzfrequenz (f_{Lk} neue Eckfrequenz bei geringeren Verlusten und gleicher Lastkapazität)

3.2. Stabilität des beidseitig induktiv belasteten Y-Cyrators

Ersetzt man in Bild 3.1.1b die Lastkapazität C_L durch Lastinduktivitäten L_L , so ergibt sich eine der Gleichung 3.1.1 entsprechende Übertragungsfunktion $T(p)$ mit folgendem Frequenzgang

$$T(j\omega) = \frac{U_2}{U_1} = - \frac{\beta^2 \cdot (j\omega \tau_L)^2}{(1 + j\omega \tau_L)^2}, \quad (3.2.1)$$

wobei $\tau_L = L_L/R_L$ die neue Zeitkonstante der Lastinduktivität L_L mit dem Verlustwiderstand R_L bedeutet. Der Frequenzgang $T(j\omega)$ ist für drei unterschiedliche Induktivitätswerte L_L als Bode-Diagramm in Bild 3.2.1 gezeigt, wobei die Eckfrequenz $f_L = 1/2\pi\tau_L$ ist.

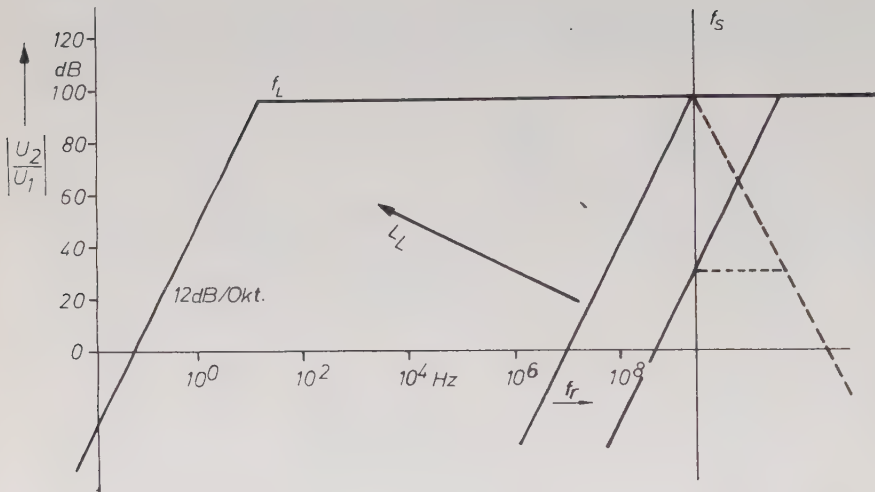


Bild 3.2.1 Bode-Diagramm für $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.2.1 (ausgezogene Kurve) und Gleichung 3.2.2 (gestrichelte Kurve) mit der Lastinduktivität als Parameter

Gyratoren können jedoch nicht frequenzunabhängig gebaut werden, es treten zusätzliche Pole auf, und der Frequenzgang $|T(j\omega)|$ fällt deshalb bei höheren Frequenzen wieder ab. Die Art des Abfalls entscheidet jedoch über Stabilität und Instabilität. In Bild 3.2.1 ist ein weiteres Polpaar bei der Eckfrequenz f_S eingezeichnet (entsprechend einer Frequenzabhängigkeit der Steilheit, wie in Gleichung 3.1.13 bereits gezeigt). Der Verstärkungsabfall ist gestrichelt eingezeichnet; sein Abfall ist 12 dB/Oktave. Der Frequenzgang $T(j\omega)$ befolgt unter Berücksichtigung von τ_S folgende Gleichung:

$$T(j\omega) = \frac{\omega^2 \tau_L^2 \cdot \beta^2}{(1 + j\omega \tau_L)^2 (1 + j\omega \tau_S)^2} = \frac{\omega^2 \tau_L^2 \beta^2}{(1 + \omega^2 \tau_L^2)(1 + \omega^2 \tau_S^2)} \cdot e^{j\varphi}, \quad (3.2.2)$$

wobei folgender Beziehung genügt:

$$\tan \frac{\varphi}{2} = - \frac{\omega(\tau_L + \tau_S)}{1 - \omega^2 \tau_L^2 \tau_S^2} \quad (3.2.3)$$

Die Ortskurve des Frequenzganges $T(j\omega)$ ist in Bild 3.2.2 gezeigt. Wie man sieht, liegt der für die Stabilität des Gyratorschwingkreises kritische Punkt $T(p) = 1$ in der komplexen T -Ebene derart, daß er beim Durchlaufen der Ortskurve im Sinne der Frequenzbezeichnung ω stets links bleibt. Stabilität ist also gewährleistet. Durch weitere zusätzliche Phasendrehungen (z.B. Laufzeit aufgrund der geometrischen Ab-

messungen der Schaltungen) oder durch einen weiteren parasitären Pol kann die Schaltung instabil werden, da der Punkt $T(p) = 1$ dann sehr bald im anderen Sinne umlaufen werden kann, wie beispielsweise die gestrichelte Linie in Bild 3.2.2 zeigt.

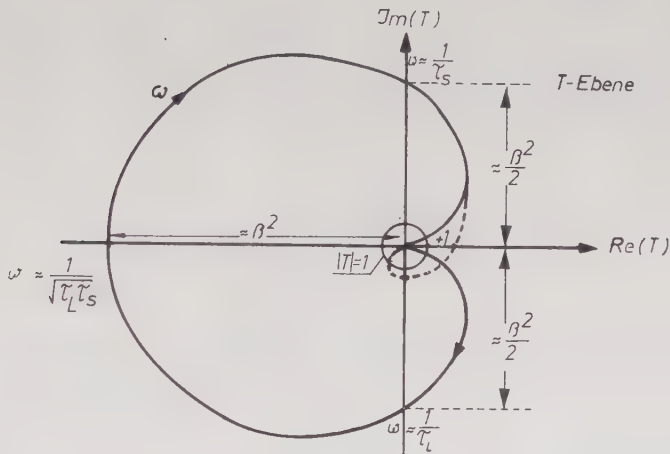


Bild 3.2.2 Qualitativer Verlauf der Ortskurve des Frequenzganges $|T(j\omega)|$ nach Gleichung 3.2.2 und ein möglicher Verlauf bei einem zusätzlichen parasitären Pol (gestrichelt)

Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Gyrtorbelastungen, kapazitiv und induktiv, liegt darin, daß bei kapazitiver Last im Falle von Instabilität die Schwingfrequenz bei der gewünschten Resonanzfrequenz f_r liegt, während im Falle induktiver Last die Schwingfrequenz aufgrund parasitärer Effekte weit oberhalb der gewünschten Resonanzfrequenz f_r liegt. Der 12-dB/Oktave-Abfall bei kapazitiver Last wird durch die Lastkapazitäten bestimmt, während der Verstärkungs-Abfall bei induktiver Last ohne weiteres nicht beherrschbar ist, weil er rein auf parasitären Effekten beruht. Zur Dualwandlung induktiver Impedanzen in kapazitive ist also der Y-Gyrtor nicht geeignet. Jedoch ist seine Stabilität im praktisch wichtigen Fall der Dualwandlung kapazitiver Lastimpedanzen einfach zu beherrschen.

3.3. Stabilität des beidseitig induktiv belasteten Z-Gyrtors

In diesem und dem folgenden Abschnitt 3.4. soll gezeigt werden, daß die erhaltenen Ergebnisse für den Z-Gyrtor dual zu denen des Y-Gyrtors in den Abschnitten 3.1. und 3.2. sind. Aus der Spannungsübertragungsfunktion $T(p)$ beim aufgetrennten Y-Gyrtor wird nun eine Stromübertragungsfunktion $T'(p)$ im Falle der aufgetrennten Verstärkerschaltung des Z-Gyrtors.

Bild 3.3.1a zeigt das Prinzipschaltbild des Z-Gyrators mit induktiver Belastung L_L . Der Z-Gyrator wird durch die Serienschaltung seiner stromgesteuerten Spannungsquellen dargestellt, die bis auf das Vorzeichen als gleich angenommen werden. Das Auftrennen der Schleife hat in diesem dualen Falle durch Kurzschluß zu geschehen, der z.B. zwischen Punkt A' und Punkt A'' hergestellt wird. So ergibt sich die Verstärkerschaltung in Bild 3.3.1b, wobei R den Übertragungswiderstand der stromgesteuerten Spannungsquelle bedeutet und r den Ausgangswiderstand derselben darstellt, der die Verluste berücksichtigt.

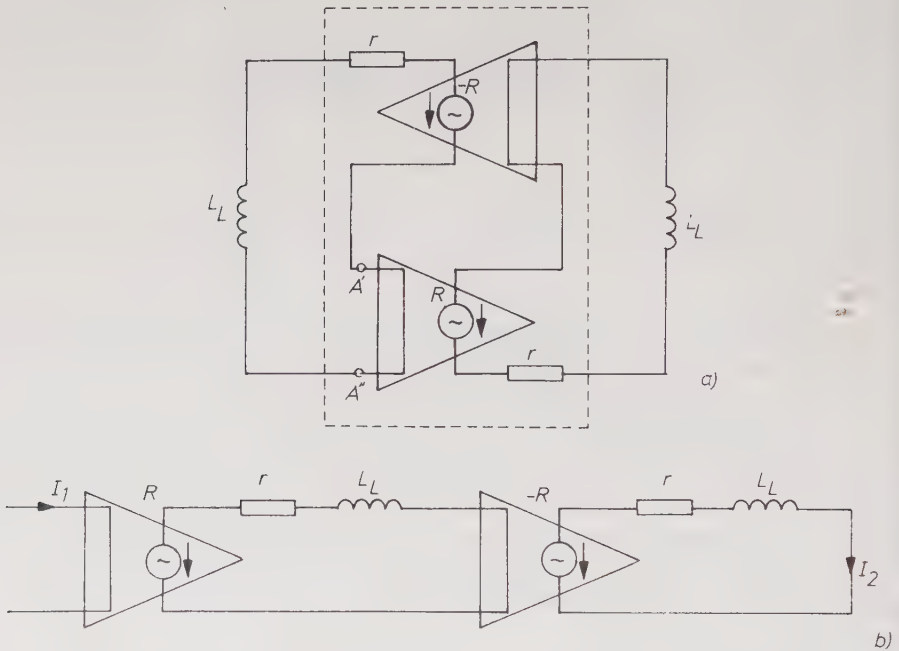


Bild 3.3.1a Prinzipschaltbild eines Z-Gyrators mit beidseitig induktiver Last, der an der Stelle A' durch Kurzschluß mit Punkt A'' aufgetrennt wird

Bild 3.3.1b Aufgetrennte Verstärkerschaltung nach Bild 3.3.1a

Die Stromübertragungsfunktion $T'(p)$ nach Bild 3.3.1b lautet, wenn wir die auftretenden Parameter analog zum Y-Gyrator mit gleichen Buchstaben bezeichnen, aber Striche zur Unterscheidung verwenden,

$$T'(p) = \frac{I_2}{I_1} = - \frac{\beta'^2}{(1 + p\tau'_L)^2} \quad (3.3.1)$$

mit $\beta' = \frac{R}{r}$ und $\tau'_L = \frac{L_L}{r}$.

Der sich daraus ergebende Frequenzgang $T(j\omega)$ stimmt mit dem in Gleichung 3.1.2 überein. Analog zur Steilheit $S(p)$ in Gleichung 3.1.13 ist auch der Übertragungswiderstand R im allgemeinen frequenzabhängig, z.B. infolge der Basis-Kollektor-Kapazitäten C_C . Dann ist

$$R(p) = \frac{R}{1+p\tau'_S} \quad (3.3.2)$$

$$\text{mit } \tau'_S = R \cdot C_C, \quad (3.3.3)$$

und der Frequenzgang $T'(j\omega)$ lautet

$$T'(j\omega) = - \frac{\beta^2}{(1+j\omega\tau'_L)^2(1+j\omega\tau'_S)^2} \cdot \quad (3.3.4)$$

Dieser Frequenzgang entspricht dem in Gleichung 3.1.14 und die entstehenden Bode-Diagramme sind entsprechend.

Waren in Abschnitt 3.1. die Lastkapazitäten für den 12 dB/Abfall des Frequenzganges $|T(j\omega)|$ der Spannungsübertragungsfunktion der offenen Schleife des Y-Gyrators verantwortlich, da sie für höhere Frequenzen kurzschließen, so bewirken die Lastinduktivitäten im Falle des Frequenzganges $|T'(j\omega)|$ der Stromübertragungsfunktion der offenen Schleife des Z-Gyrators durch Sperren der höheren Frequenzen ebenfalls einen 12 dB/Oktave-Abfall. Beiden Frequenzgängen ist es gemeinsam, daß sie die Abszisse $|T(j\omega)| = 1$ bzw. $|T'(j\omega)| = 1$ bei der Resonanzfrequenz f_r schneiden. Stabilität ist daher gewährleistet, solange die nächste parasitäre Eckfrequenz f_s wenigstens um den Faktor β bzw. β' höher als die Resonanzfrequenz f_r liegt, wie in Abschnitt 3.1. ausgeführt wurde.

3.4. Stabilität des beidseitig kapazitiv belasteten Z-Gyrators

Ersetzen wir in Bild 3.3.1b und in Gleichung 3.3.4 die Lastinduktivitäten L_L durch Lastkapazitäten C_L , so erhalten wir den folgenden Frequenzgang

$$T'(j\omega) = - \frac{\beta'^2 \cdot (j\omega\tau'_L)^2}{(1+j\omega\tau'_L)^2(1+j\omega\tau'_S)^2} \quad (3.4.1)$$

mit $\tau'_L = r \cdot C_L$ und τ'_S entsprechend Gleichung 3.3.3. Dies ist aber der gleiche Frequenzgang wie im Falle des induktiv belasteten Y-Gyrators (Gleichung 3.2.2). Für den beidseitig kapazitiv belasteten Z-Gyrator gelten die gleichen Aussagen über die Stabilität des beidseitig induktiv belasteten Y-Gyrators, nämlich, daß die Schaltung grundsätzlich noch stabil ist, jedoch durch kleine zusätzliche Phasendrehungen, z.B. infolge eines weiteren parasitären Pols, instabil werden kann und dann bei einer Frequenz wesentlich höher als die gewünschte Resonanzfrequenz f_r schwingen kann.

3.5. Stabilität einseitig reaktiv belasteter Gyratoren

In den letzten Abschnitten wurden beidseitig reaktiv belastete Gyratoren auf ihre Stabilität hin untersucht, und es zeigte sich, daß Y-Gyratoren bei kapazitiver Belastung besonders leicht stabil zu halten sind, und daß dies der zur Zeit technisch interessante Anwendungsfall ist. In diesem Abschnitt wird die Stabilität bei Kurzschluß oder Leerlauf des einen Töres des Gyratoren und bei reaktiver Belastung des anderen Töres untersucht. Dazu betrachten wir einen Y- bzw. Z-Gyrator, der gemäß Bild 3.5.1 mit einem Widerstand R_0 an einem Tor und mit einer reaktiven Impedanz Z_L am anderen Tor belastet ist.

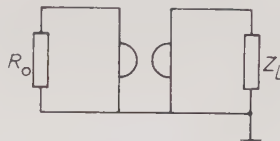


Bild 3.5.1 Einseitig reaktiv belasteter Gyrator mit einem Widerstand R_0 am anderen Tor

Y-Gyrator

Trennen wir die Gyratorschaltung zum Zwecke der Stabilitätsuntersuchung wie in Abschn. 3.1. auf, so unterscheidet sich die so erhaltene Schaltung von der in Bild 3.1.1b dadurch, daß eine der beiden Lastkapazitäten C_L durch den Widerstand $R_0 = 1/G_0$ ersetzt wurde, während die zweite verallgemeinert mit $Z_L = 1/Y_L$ bezeichnet wurde. Wir berechnen wieder den Frequenzgang $T(j\omega)$ der Spannungsübertragungsfunktion $T(p)$ zu

$$T(j\omega) = \frac{U_2}{U_1} = - \frac{\beta^2}{(1 + R_L G_0)(1 + R_L Y_L)} \quad (3.5.1)$$

In diesem allgemeinen Fall sind auch die beiden Extremfälle, Kurzschluß $R_0 = 0$ und Leerlauf $R_0 = \infty$, enthalten.

Im Kurzschlußfall ($R_0 = 0$) erhalten wir $T(j\omega) \equiv 0$; die Schaltung ist also bei kurzgeschlossenem Eingangstor stabil, unabhängig von der Last am anderen Tor. Dies ist auch einleuchtend, wenn wir bedenken, daß im Kurzschlußfall die Schleife unterbrochen ist.

Im Leerlauf ($R_0 = \infty$) erhalten wir eine endliche Verstärkung. Für eine kapazitive Last $Y_L = pC_L$ und eine frequenzabhängige Steilheit $S'(p)$ nach Gleichung 3.1.13 erhalten wir folgenden Frequenzgang:

$$T(j\omega) = - \frac{\beta^2}{(1 + j\omega\tau_L)(1 + j\omega\tau_S)^2} \quad (3.5.2)$$

der in Bild 3.5.2 als Bode-Diagramm gezeichnet ist. Die verwendeten Werte entsprechen denen in den Gleichungen 3.1.11 und einer Steilheitsfrequenz von 2 GHz wie zuvor. Man erkennt, daß die erste Eckfrequenz f_L im Gegensatz zu früher hier nur einem einfachen Pol entspricht, weil nur ein Tor des Gytrators kapazitiv belastet ist.

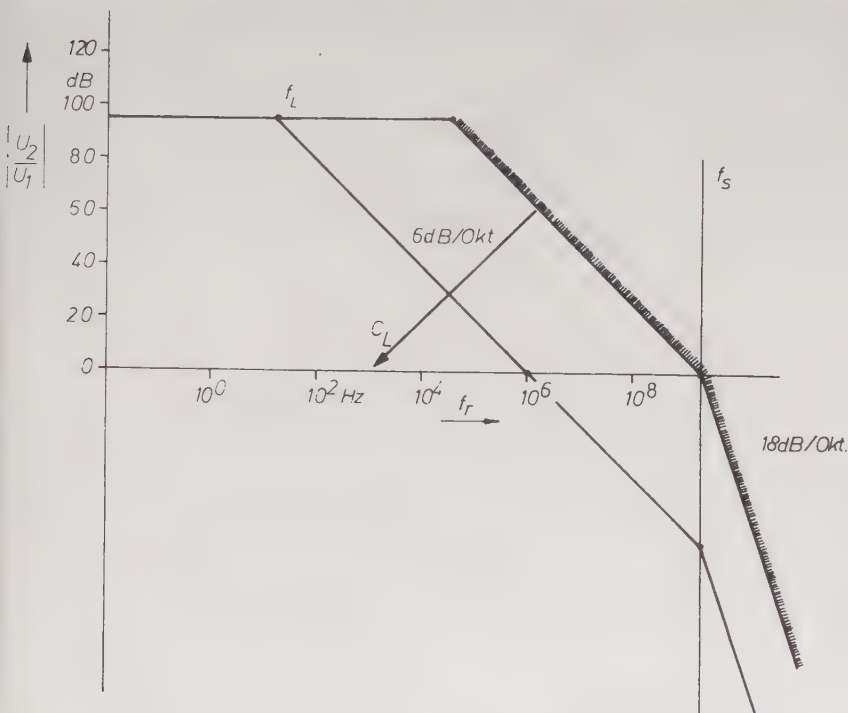


Bild 3.5.2 Bode-Diagramm für $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.5.2 mit der Lastkapazität C_L als Parameter

In obigen Bild ist das Bode-Diagramm für zwei unterschiedliche Lastkapazitäten gezeichnet, wobei die kleinere Lastkapazität C_L jene kritische Kapazität C_{Lkrit} darstellt, bis zu der Stabilität gegeben ist. Für noch kleinere C_L -Werte haben wir im Schnittpunkt mit der 0-dB-Abszisse einen 18-dB/Oktave-Abfall, so daß die Grenze der Stabilität der Schaltung mit geschlossener Schleife überschritten ist. Diese Kurve ist daher besonders gekennzeichnet. Bemerkenswert ist es, daß die kritische Kapazität hier ebenso groß ist wie im Falle des beidseitig kapazitiv belasteten Y-Gytrators. Jedoch ist die bei Selbsterregung an der Stabilitätsgrenze auftretende Schwingfrequenz hier um den Faktor 3 größer.

Für induktive Last L_L erhalten wir aus Gleichung 3.5.1 mit $R_0 = \infty$ und einer frequenzabhängigen Steilheit $S(p)$ folgenden Frequenzgang:

$$T(j\omega) = - \frac{B^2 \cdot j\omega \tau_L}{(1 + j\omega \tau_L)(1 + j\omega \tau_S)^2} \quad (3.5.3)$$

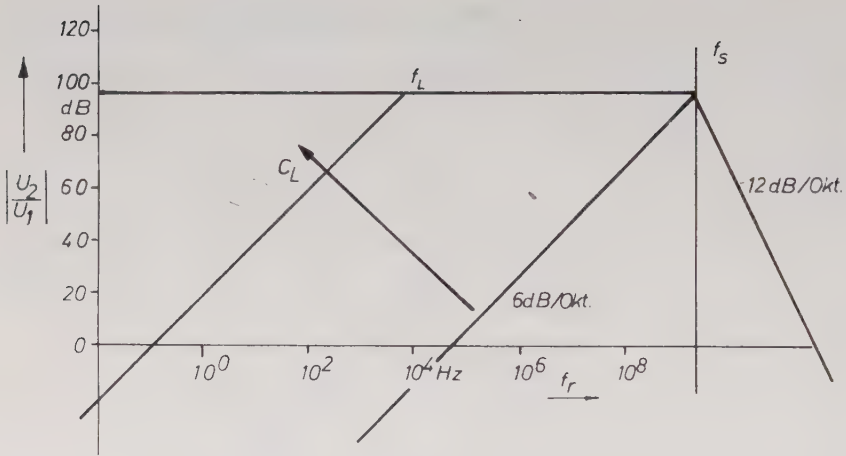


Bild 3.5.3 Bode-Diagramm für $T(j\omega)$ nach Gleichung 3.5.3 mit der Lastkapazität C_L als Parameter

Wie obiges Bild zeigt, ist der 12 dB/Oktave-Abfall eine Folge der Frequenzabhängigkeit der Steilheit, also eines parasitären Effekts bei sehr hohen Frequenzen. Durch Laufzeiten oder durch einen weiteren parasitären Pol wird dadurch leicht Instabilität erreicht (vgl. Bild 3.2.2). Man kann daher in diesem Fall praktisch keine Stabilität mehr garantieren, ohne zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen zu ergreifen.

Z-Gyrator

Berechnen wir für Bild 3.5.1 und mit Hilfe von Bild 3.3.1b den entsprechenden Frequenzgang $T'(j\omega)$ der Stromübertragungsfunktion $T'(p)$ der offenen Schleife des Z-Gyrators, so erhalten wir

$$T'(j\omega) = \frac{I_2}{I_1} = - \frac{\beta \cdot Z}{\left(1 + \frac{R_0}{r}\right) \left(1 + \frac{Z_L}{r}\right)}, \quad (3.5.4)$$

das Duale zu Gleichung 3.5.1 im Falle des Y-Gyrators.

War der Y-Gyrator unbedingt stabil bei kurzgeschlossenem Eingangstor, so ist der Z-Gyrator bei leerlaufendem Eingangstor unbedingt stabil, denn die Verstärkerschleife ist in diesem Fall unterbrochen.

$$R_0 = \infty \text{ gibt } T'(j\omega) \equiv 0.$$

Dies Ergebnis gilt auch bei Berücksichtigung eines parasitären Pols des Übertragungswiderstandes der stromgesteuerten Spannungsquellen.

Im Falle des Kurzschlusses $R_0 = 0$ erhalten wir beim Z-Gyrator ebenfalls das Duale zu Gleichung 3.5.2, denn der Frequenzgang für induktive Last L_L lautet

$$T'(j\omega) = - \frac{\beta'^2}{(1+j\omega\tau_L')(1+j\omega\tau_S')^2}, \quad (3.5.5)$$

und für kapazitive Last C_L erhalten wir das Duale zu Gleichung 3.5.3, nämlich

$$T'(j\omega) = - \frac{\beta'^2 \cdot j\omega\tau_L'}{(1+j\omega\tau_L')(1+j\omega\tau_S')^2}. \quad (3.5.6)$$

Aus diesem Grunde gelten die gleichen Schlußfolgerungen bezüglich der Stabilität von $T'(j\omega)$ wie beim Y-Gyrator bezüglich $T(j\omega)$.

3.6. Ergebnis der Stabilitätsuntersuchung

Die Untersuchungen dieses Kapitels haben gezeigt, daß reaktiv belastete Y-Gyratoren bei Kurzschluß eines Tores stabil sind, da die Rückkopplungsschleife unterbrochen ist. Weiters sind Y-Gyratoren im praktisch wichtigen Fall kapazitiver Last stabil, falls die Lastkapazitäten nicht kleiner als eine kritische Kapazität C_{lkrit} (Gleichung 3.1.17) sind. Dies gilt sowohl für beidseitig kapazitiv belastete Gyra-toren als auch für einseitig kapazitiv belastete Gyratoren, deren anderes Tor leer-läuft. Die Ergebnisse für den Z-Gyrator sind dual zu jenen des Y-Gyrators, d.h. Z-Gy-ratoren sind bei Leerlauf eines Tores stets stabil und im Falle induktiver Last an beiden Toren für nicht zu kleine Induktivitäten stabil. Letzteres gilt auch für den Einsatz induktiv belasteter Z-Gyratoren, deren anderes Tor kurzgeschlossen ist. An-schaulich zeigt Bild 3.6.1 die Ergebnisse.

externe Beschaltung Gyrator- typ	beidseitig belastet		einseitig reaktiv belastet			
			Kurzschluß des anderen Tores		Leerlauf des anderen Tores	
	kapazitiv	induktiv	kapazitiv	induktiv	kapazitiv	induktiv
Y-Gyrator	brauchbar	unbrauchbar	stabil		brauchbar	unbrauchbar
Z-Gyrator	unbrauchbar	brauchbar	unbrauchbar	brauchbar	stabil	

Bild 3.6.1 Zusammenstellung der Ergebnisse des Stabilitätsverhaltens von Y- und Z-Gyratoren

Nach diesen Ergebnissen kommt der Z-Gyrator zwar zur Simulierung von Induktivitäten nicht in Frage, jedoch kann auch der Fall beidseitig induktiver Last von praktischer Bedeutung sein, wie Bild 3.6.2 zeigt. Hier ist ein durch die Kettenschaltung zweier Gyratoren 1 und 2 realisierter Übertrager dargestellt, der (z.B. im Zuge eines Filters) eine Kapazität C_L auf den Wert $\ddot{u}^2 \cdot C_L$ vervielfacht. In diesem Anwendungsfall ist der Gyrator 1 beidseitig induktiv belastet, sollte also aus Stabilitätsgründen als Z-Gyrator ausgeführt sein, während die beiden anderen Gyratoren beidseitig kapazitiv belastet sind, also zweckmäßig als Y-Gyratoren ausgeführt sind.

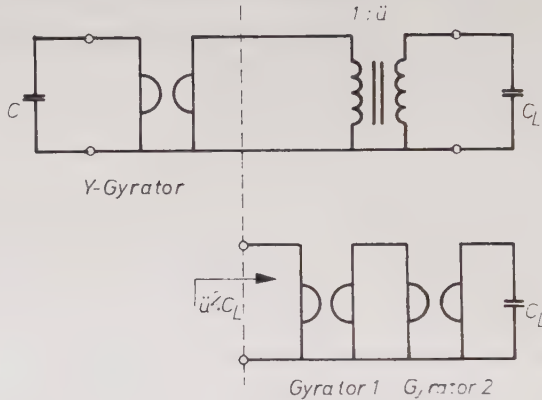


Bild 3.6.2 Spulenloser Schwingkreis mit einem Y-Gyrator, dessen eine Lastkapazität $\ddot{u}^2 \cdot C_L$ durch Vervielfachung mit Hilfe eines durch Gyratoren simulierten Übertragers gewonnen ist

4. Stromquellen und Negativ-Impedanz-Converter

Stromquellen sind in Form von Gleichstrom- und Wechselstromquellen wichtige Substrukturen für die Gyratorschaltungen in Kapitel 5. Das gleiche gilt für die Negativ-Impedanz-Converter-Schaltungen, die zur breitbandigen Entdämpfung verwendet werden. Die Substrukturen werden hier in einem gesonderten Kapitel behandelt, um die Ausführungen im folgenden Kapitel 5 nicht unnötig zu belasten. Hier werden jedoch nur die für unsere Zwecke wichtigen Parameter dieser Substrukturen betrachtet. Die betrachteten zwei Stromquellen sind aus der Literatur bekannt, die beiden NIC-Schaltungen sind unseres Wissens neu.

4.1 Zwei bevorzugte Stromquellen

Im vorliegenden Abschnitt betrachten wir Stromquellen im Gegensatz zur sonst üblichen Zweipoldefinition als Vierpole mit einem Steuertor als Eingang und einem hochohmigen Ausgangstor. Dabei betrachten wir insbesondere den Eingangsleitwert und den Ausgangsleitwert dieser Quellen. Der Eingangsleitwert Y_{ein} sollte bei Spannungsansteuerung hinreichend klein, bei Stromsteuerung hinreichend groß sein. Ferner wird der Ausgangsleitwert Y_{aus} betrachtet, der idealerweise verschwinden sollte. Insbesondere wird seine Abhängigkeit von einem ohmschen Leitwert der Schaltung berechnet.

Spannungsgesteuerte Stromquelle in Form eines gegengekoppelten Transistors

Die in Bild 4.1.1a angegebene spannungsgesteuerte Stromquelle / 60 / sei hier zur Erinnerung beschrieben, da sie den Kern vieler Stromquellenschaltungen bildet. So stellen die beim schwimmenden Y-Gyrator (Abschn. 5.2) als spannungsgesteuerte Stromquellen verwendeten Differenzverstärkerstufen eine einfache Erweiterung dieser Schaltung auf Gegentaktansteuerung dar. Beim geerdeten Y-Gyrator (Abschn. 5.3) wird diese Stromquelle einmal direkt als Eingangsstufe, das andere Mal in Kette mit einer stromgesteuerten Stromquelle verwendet. Weiters wird diese Stromquelle als Stromquellenbank (Bild 4.1.1b) sowohl beim Z-Gyrator (Abschn. 5.1) als auch beim schwimmenden Y-Gyrator (Abschn. 5.2) zur Gleichstromspeisung verwendet.

Der Eingangswiderstand $1/Y_{\text{ein}}$ dieser Quelle ist abhängig vom Gegenkopplungswiderstand 4 und von der Stromverstärkung B des Transistors. Er ist näherungsweise gegeben durch

$$1/Y_{\text{ein}} \approx B \cdot r \quad (4.1.1)$$

und im allgemeinen groß. Deshalb ist diese Stromquelle für Spannungsansteuerung

besonders gut geeignet.

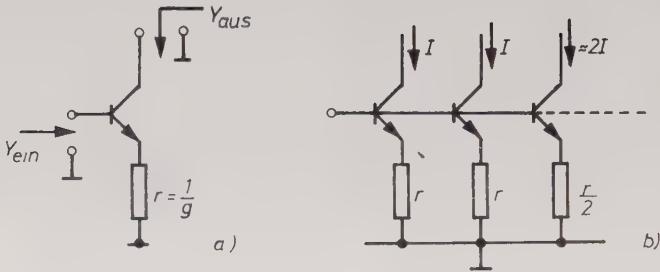


Bild 4.1.1 Gegengekoppelter Transistor
a) als spannungsgesteuerte Stromquelle
b) erweitert Stromquellenbank

Der Ausgangsleitwert Y_{aus} bei Spannungsansteuerung des Eingangstores ist ebenfalls abhängig vom Gegenkopplungsleitwert $g = 1/r$,

$$Y_{aus} = \frac{g \cdot Y_{22} + \Delta y}{g + \Sigma y} \quad (4.1.2)$$

Für sehr kleine Leitwerte $g \ll \Sigma y = y_{11} + y_{12} + y_{21} + y_{22} \approx y_{21}$, und solche interessieren hier, wird die Gleichung 4.1.2 wie folgt gut angenähert ($\Delta y = y_{11}y_{22} - y_{21}y_{12}$)

$$Y_{aus} \approx g \cdot \frac{y_{22}}{y_{21}} + \frac{\Delta y}{y_{21}} \quad (4.1.3)$$

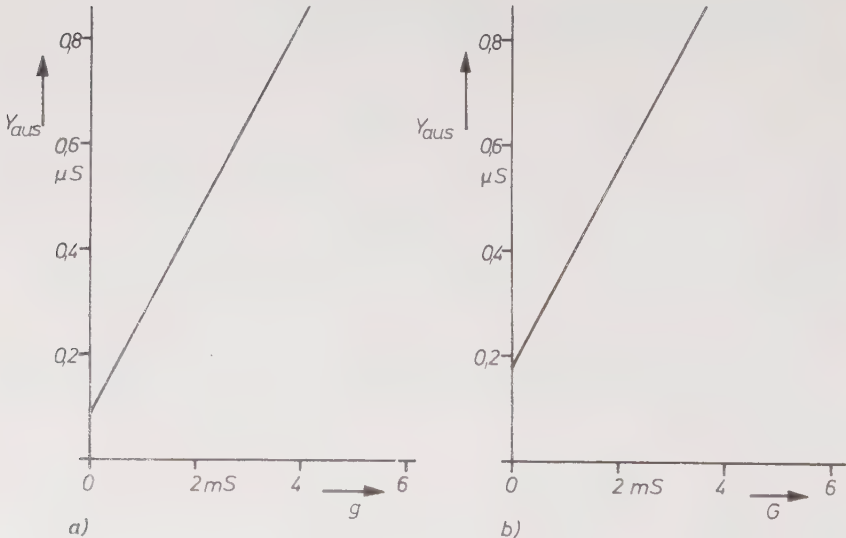


Bild 4.1.2 Ausgangsleitwert Y_{aus} der Stromquellen (Beispiel)
a) Gegengekoppelter Transistor mit Gegenkoppelleitwert g
b) Stromgesteuerte Stromquelle nach Wilson mit Steuerleitwert

In Bild 4.1.2 ist der Ausgangsleitwert Y_{aus} in Abhängigkeit vom Leitwert g als Gerade aufgetragen. Für die Berechnung der Kurven in Bild 4.1.2 wurden die Parameter der Transistoren BCY 59 mit $I_c = 2 \text{ mA}$ Kollektorstrom zugrundegelegt:

$$\begin{aligned} y_{11} &= 0,22 \cdot 10^{-3} \text{ S} \\ y_{12} &= -0,44 \cdot 10^{-9} \text{ S} \\ y_{21} &= 73,3 \cdot 10^{-3} \text{ S} \\ y_{22} &= 15,3 \cdot 10^{-6} \text{ S} \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

Für Gleichstromquellen ist der praktisch interessierende Bereich für den Gegenkopplungsleitwert $g > 0,1 \text{ mS}$. Damit erreicht man Ausgangsleitwerte $Y_{\text{aus}} > 0,28 \mu\text{S}$. Kleinere Gegenkopplungsleitwerte erhöhen den Gleichstromabfall an g und verschlechtern beispielsweise den Wirkungsgrad eines Gytrators. Bei der Anwendung als Wechselstromquelle im Gytrator ist der Gegenkopplungsleitwert g eine die Eigenschaften bestimmender Leitwert. Der Wertebereich für g ist hier etwa $0 < g < 2 \text{ mS}$. Der Bereich der praktisch auftretenden Ausgangsleitwerte erstreckt sich auf kleinere Werte, d.h. $Y_{\text{aus}} < 0,45 \mu\text{S}$.

Bei kollektorströmen $I_c < 2 \text{ mA}$ sind die Ausgangsleitwerte Y_{aus} kleiner als hier für $I_c = 2 \text{ mA}$ angegeben. Im Bereich der für unsere Gytratorschaltungen bevorzugten Arbeitspunkte liegen die Ausgangsleitwerte Y_{aus} im Bereich $0,1 \mu\text{S} - 1 \mu\text{S}$.

Stromgesteuerte Stromquelle

Als s t r o m gesteuerte Stromquelle mit besonders geringem Ausgangsleitwert hat sich für unsere Gytratorschaltungen die von Wilson angegebene Stromquelle / 61 / bewährt. Die Stromquelle läßt sich gut monolithisch integrieren. Für ihre Wirkungsweise ist es wesentlich, daß die Transistoren bei gleicher Temperatur betrieben werden und einander entsprechende Eigenschaften haben, was in integrierter Ausführung zutrifft. Diese Stromquelle ist in Bild 4.1.3 dargestellt.

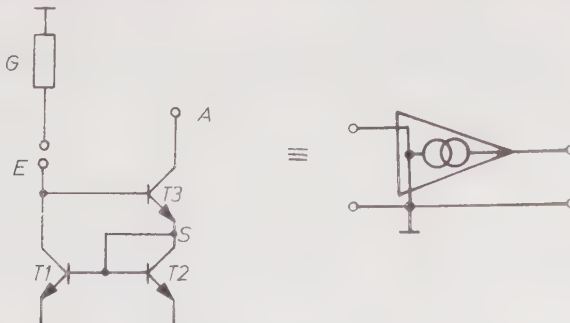


Bild 4.1.3 Stromgesteuerte Stromquelle nach Wilson / 61 / und das dafür in Bildern von Kapitel 5 verwendete Schaltungssymbol

Die Schaltung enthält drei Transistoren T_1 , T_2 , T_3 . Der Transistor T_3 spielt im wesentlichen die gleiche Rolle wie der Transistor der vorher betrachteten Stromquelle in Bild 4.1.1. Der Transistor T_2 , der als Diode geschaltet ist, fungiert als Gegenkopplungsleitwert für den Transistor T_3 . Der Transistor T_1 verstärkt eine am Emitterpunkt S von T_3 auftretende Spannungsschwankung und führt diese verstärkte Spannung mit umgekehrtem Vorzeichen der Basis von T_3 zu, so daß die Spannungsschwankung an Punkt S ausgeregelt wird. Wegen dieser Gegenkopplung mit der Verstärkung des Transistors T_1 als Schleifenverstärkung ist der Gegenkopplungsleitwert von T_3 effektiv erheblich vermindert gegenüber dem Leitwert der Transistordiode T_2 . Die Verstärkung der Gegenkopplungsschleife ist umso größer, je kleiner der Innenleitwert G der ansteuernden Stromquelle ist. Deshalb sollte G hinreichend klein sein.

Der Eingangsleitwert Y_{ein} bei kurzgeschlossenem Ausgang (die Transistoren T_1 , T_2 und T_3 werden als gleich angenommen),

$$Y_{\text{ein}} \approx \frac{y_{21}}{2} \cdot \frac{1+2/\beta}{1+3/2\beta} \approx \frac{y_{21}}{2}, \quad (4.1.5)$$

ist in den meisten Fällen für eine Stromansteuerung groß genug. Da darüber hinaus der Ausgangswiderstand $1/Y_{\text{aus}}$ dieser Stromquelle sehr hoch ist, hat ein endlicher Lastleitwert im Ausgangskreis praktisch keine Rückwirkung auf den Eingangsleitwert. Der Innenleitwert G der die Wilson-Quelle steuernden Stromquelle hat dagegen sehr wohl einen Einfluß auf den Ausgangsleitwert (siehe Bild 4.1.2b), wie eine Analyse zeigt, bei der wieder alle Transistoren als gleich angenommen wurden:

$$Y_{\text{aus}} = \frac{G \cdot \bar{y}_{22} \cdot \Sigma y + \Delta y + y_{11} y_{22}] + \Delta y (2 \Sigma y + y_{22}) + y_{22}^2 \Sigma y}{G(2 y + y_{11}) + (y_{11} + y_{22}) \cdot (2 y + y_{11}) + (y_{21} - y_{12})^2 - y_{11}^2} \cdot \quad (4.1.6)$$

Für $G \ll y_{21}$ und unter Annahme der gleichen Näherungen wie bei Gl. 4.1.3 reduziert sich Gl. 4.1.6 auf

$$Y_{\text{aus}} \approx G \cdot \frac{y_{22}}{y_{21}} + \frac{2 \Delta y}{y_{21}}. \quad (4.1.7)$$

Ein Vergleich mit Gleichung 4.1.3 zeigt die große Ähnlichkeit beider Gleichungen. Die Steigung der Asymptote ist die gleiche, nur der Ordinatenabschnitt ist doppelt so groß. Zu einem Vergleich beider Quellen ist allerdings zu sagen, daß G meist kleiner als g ist, der Ausgangsleitwert Y_{aus} der Wilson-Quelle daher nicht größer als derjenige nach Gleichung 4.1.3 ist.

In praxi ist der Ausgangsleitwert Y_{aus} etwas größer als nach Gleichung 4.1.7, da die Transistorparameter von der Basis-Kollektor-Gleichspannung abhängen und die Eigenschaften des Transistors T_1 aufgrund der niedrigen Basis-Kollektor-Gleichspannung von nur $U_{\text{BE}} \approx 0,7 \text{ V}$ etwas schlechter als die den Transistors T_3 sind (insbesondere das dadurch verringerte y_{22} verringert hier die wirksame Schleifenverstärkung).

Das Verhältnis des gesteuerten Stroms zum Steuerstrom ist sehr genau gleich 1, nämlich

$$H_{21} \approx \frac{1}{1+2/B^2} \cdot \quad (4.1.8)$$

Ein weiterer Vorteil dieser Stromquelle liegt darin, daß auf technologischem Weg von 1 abweichende Stromverhältnisse erzielt werden können, indem die Transistoren T_1 und T_2 bei sonst gleichen Eigenschaften unterschiedliche Flächen erhalten. Diese Möglichkeit wird insbesondere beim geerdeten Y-Gyrator zur Erzielung einer Stromverstärkung (von beispielsweise 2) angewandt, was sich günstig auf die Gyrtorgüte und den Wirkungsgrad auswirkt (s. Abschn. 5.3).

4.2 Neue geerdete und schwimmende Negativ-Impedanz-Converter-Schaltungen

Im letzten Abschnitt (4.1) haben wir gesehen, daß Stromquellen einen endlichen Ausgangsleitwert $Y_{\text{aus}} > 0$ haben. Diese Tatsache bedeutet jedoch, daß Y-Gyratoren, die mit spannungsgesteuerten Stromquellen aufgebaut sind, nicht nur durch die Eingangs-, sondern auch durch die Ausgangsleitwerte Y_{aus} der Stromquellen bedämpft sind. Darüber hinaus haben Dünnschichtkondensatoren nur eine endliche Güte, Tantalkondensatoren z.B. eine Güte kleiner ca. 300. Für hochqualitative nachrichtentechnische Filter hat das folgende Konsequenzen: Will man das Filter aufgrund verlustfreier LC-Synthese mit Gyrotoren und Kondensatoren realisieren, um die Vorteile der Anpassung im Durchlaßbereich nicht zu verlieren, so müssen die Gyrtorverluste und Kondensatorverluste vernachlässigbar klein sein. Das bedeutet häufig, daß sie kompensiert werden müssen. Im folgenden wird gezeigt, wie Stromquellen mit negativem Ausgangsleitwert realisiert werden können, die sich gut zur Kompensation der Gyrtorverluste eignen. Wir beschreiben für geerdete Y-Gyratoren einen geerdeten negativen Leitwert und für schwimmende Y-Gyratoren einen schwimmenden negativen Leitwert.

Modifizierung der Wilson-Quelle für negative Ausgangsadmittanz

Eine Modifizierung der Stromquelle nach Wilson eignet sich besonders gut zur Verlustkompensation bei geerdeten Y-Gyratoren. Dazu erweitern wir die Wilson-Quelle um einen Transistor T' und einen Widerstand R_N , wie Bild 4.2.1 zeigt.

Die Spannung an Punkt A, der Ausgang der Stromquelle und gleichzeitig Tor-klemme des geerdeten Y-Gyrators ist, liegt durch Transistor T' auch am Widerstand R_N , dessen andere Seite an Punkt S liegt. Wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben, wird aber eine Spannungsänderung an Punkt S durch die Schleifenverstärkung über die Transistoren T_1, T_3 wieder ausgeglichen. Der Punkt S ist daher einer virtuellen Erde gleichzusetzen. Der in R_N entstehende Signalstrom kann also nicht

durch die Diode T_2 abfließen, da sonst das Potential an Punkt S verändert würde, er muß somit in den Emitter von Transistor T_3 fließen und erscheint als herausfließender Strom an Punkt A. Dies ist ein Zeichen dafür, daß zwischen Punkt A und Erde ein negativer Widerstand der Größe $-R_N$ vorliegt.

Die gestrichelt eingezeichnete Stromquelle dient zur Gleichstromspeisung. Sie kann meist entfallen, insbesondere dann, wenn der Widerstandswert R_N groß ist und eine geringfügige Änderung des Kollektorgleichstroms von T_3 durch die Einführung von Transistor T' in Kauf genommen werden kann.

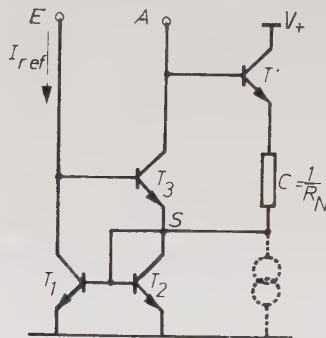


Bild 4.2.1 Stromquelle mit negativem Ausgangsleitwert

Die hier gezeigte Schaltung eignet sich gut zur Verlustkompensation bei geraden Y-Gyratoren und wurde beim Gyrator nach Abschnitt 5.3 im praktischen Einsatz erprobt.

Schwimmender negativer Widerstand

Für schwimmende Y-Gyratoren wird, wie in Par. 5.2.4 gezeigt, zur Verlustkompensation ein schwimmender negativer Widerstand benötigt. Im Hinblick auf die beschränkte Aussteuerbarkeit des schwimmenden Y-Gyrators in Abschnitt 5.2 läßt sich ein besonders einfacher Negativ-Impedanz-Converter entwerfen, der nur aus einem Differenzverstärker besteht, bei dem die Ausgangsklemmen über Kreuz mit den Eingangsklemmen (1, 1') verbunden sind, wie Bild 4.2.2 zeigt. Die Emitter 2, 2' der Verstärkertransistoren stellen das zweite Tor des Negativ-Impedanz-Converters dar, das mit einem frei wählbaren, gleichstromfreien Widerstand R_N abgeschlossen ist.

Die Eingangsspannung u an Tor 11' liegt mittels der Transistoren auch am Widerstand R_N , in dem ein Strom i entsteht, der zu den Eingangsklemmen herausfließt. Am Eingangsklemmenpaar 11' erscheint demnach ein negativer Widerstand der

Größe $-R_N$. Durch das wechselseitige Verbinden der Kollektoren der Transistoren mit den Basen der Transistoren ist die Basis-kollektor-Gleichspannung Null Volt. Die maximale Signalspannung, die verarbeitet werden kann, beträgt daher etwa 0,2 V (eff.). Die Gleichstromquellen sollen alle sehr genau im Strom übereinstimmen, um möglichst gleichstromfrei am Eingangstor zu sein. Trotzdem müssen die Klemmen 11' dieser Schaltung hinreichend niederohmig mit Erde verbunden werden, um stabile Arbeitspunkte zu garantieren. Bei der Anwendung in Gytratoren ist diese Bedingung erfüllt und die zwei der in Bild 4.2.2 eingezeichneten kollektorseitigen Gleichstromquellen können entfallen. Wie in Par. 5.2.4 gezeigt wird, eignet sich diese Schaltung gut zur Breitband-Verlustkompensation.

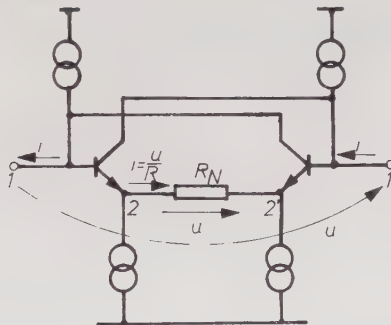


Bild 4.2.2 Prinzipschaltbild zur Simulation eines schwimmenden negativen Widerstandes

5. Entwurf und Analyse neuer Gyratorschaltungen

In diesem Abschnitt werden drei neue Gyratorschaltungen, zwei Y-Gyratoren und ein Z-Gyrator abgeleitet, die alle monolithisch leicht integrierbar sind. Ein gemeinsames Merkmal der drei Gyratorschaltungen ist das Fehlen eigener Umkehrstufen zur Phasenumkehr. Dies kommt dem Frequenzverhalten zugute. Zwei dieser Schaltungen lassen sich durch Zusammenschaltung der gesteuerten Quellen ableiten, wobei bei einer der beiden gesteuerten Quellen die Anschlußklemmen eines Tores überkreuzt werden. Beim dritten Gyrator, dem geerdeten Y-Gyrator, wird die Phasenumkehr am Eingangstor selbst vorgenommen. Die Y-Gyratoren können zum Bau hochqualitativer Filter herangezogen werden. Der Z-Gyrator hat die Beschränkungen, von denen schon im Kapitel 3 die Rede war. Die drei Gyratoren werden analysiert und ihre Eigenschaften theoretisch und experimentell gezeigt. Weiters werden Vor- und Nachteile der verschiedenen Gyratoren einander gegenübergestellt.

5.1. Neuer Z-Gyrator

Der Z-Gyrator kann mit Transistoren eines Leitfähigkeitstyps auskommen. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt wurde, ist der Z-Gyrator ohne weiteres nicht imstande, unter kapazitiver Belastung einen stabilen Resonanzkreis zu bilden. Es werden in diesem Abschnitt Möglichkeiten gezeigt, den hier abgehandelten Z-Gyrator dennoch stabil zu halten und die entsprechenden Gütekurven werden vorgestellt. Ferner wird gezeigt, daß eine mit diesem Gyrator simulierte Induktivität bei Stromeinprägung stabil ist.

5.1.1 Entwurf der Schaltung

Ein nach der Z-Matrix realisierter Gyrator benötigt zwei vierpolmäßig in Reihe geschaltete stromgesteuerte Spannungsquellen mit 180° Phasenunterschied (Gl.1.5.1). Für die Herleitung solcher Schaltungen eignet sich die Methode der Nulloren / 63 / bestens, an deren Elemente hier kurz erinnert sei.

Bild 5.1.1 zeigt einen dreipoligen Nullor, bestehend aus einem Nullator und einem Norator.

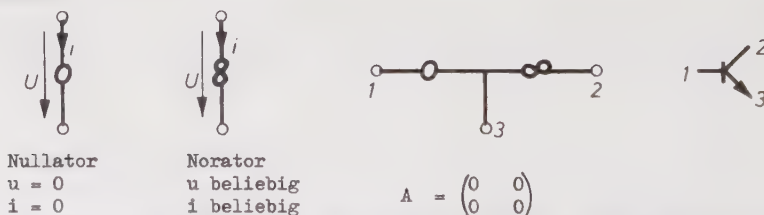


Bild 5.1.1 Definition und Schaltsymbole eines Nullators und Norators und eines aus diesen Elementen gebildeten dreipoligen Nullors und seine wenn auch unvollkommene Realisierung durch einen Transistor mit entsprechender Klemmenbezeichnung

Der Nullator ist als ein Zweipol definiert, durch den kein Strom fließen kann und an dem kein Spannungsabfall auftreten kann. Der Norator im Gegensatz dazu ist ein Zweipol, durch den ein beliebiger Strom fließen kann und an dem eine beliebige Spannung auftreten kann. Der Nullor, dessen dreipolige Ausführung hier nur interessiert, ist eine Kombination von Nullator und Norator gemäß Bild 5.1.1. Er wird durch einen Transistor in Emitterschaltung, wenn auch unvollkommen nachgebildet. Die Nachbildung ist vollkommen, wenn man eine unendliche Verstärkung $\beta \rightarrow \infty$ und einen verschwindenden Emitterwiderstand $r_e \rightarrow 0$ voraussetzt.

Beim Entwurf unseres Z-Gyrators werden wir eine spezielle Reihenschaltung stromgesteuerter Spannungsquellen verwenden, die wir vorweg am Beispiel des Gyrators von McGregor / 57 / studieren wollen. Da bei diesem Z-Gyrator die Reihenschaltung durch die Mehrfachausnutzung von Transistoren nicht zu erkennen ist, sei die Ableitung dieses Gyrators mit Hilfe von Nullatoren und Noratoren den Betrachtungen in diesem Abschnitt vorangestellt.

In Bild 5.1.2a zeigt der obere Vierpol eine stromgesteuerte Spannungsquelle, bei der der Eingangsstrom i_1 am Ausgang 22' eine Spannung u_2 bewirkt. Ein in dieses Ausgangstor fließender Strom i_2 fließt ungehindert durch das Ausgangstor 22' in das Eingangstor 2'2" des unteren Vierpols, der die gleiche stromgesteuerte Spannungsquelle aufweist wie der obere Vierpol, jedoch zusätzlich eine zur Phasenumkehr notwendige Umkehrstufe enthält. Durch die zusätzliche Umkehrstufe bewirkt der Eingangsstrom i_2 eine Spannung $u_1 = -R \cdot i_2$ am Tor 1'1", die gleichzeitig die Spannung an Tor 11" darstellt. Es läßt sich zeigen, daß durch Einführung von Erdungen an den Punkten M_1 und M_2 (Bild 5.1.2a) insgesamt 4 Nulloren (gestrichelt gezeichnet) beseitigt werden können, ohne die Funktionsfähigkeit zu beeinträchtigen.

Durch Erden der Punkte M_1 und M_2 schafft man eine zusätzliche Verbindung zwischen den beiden gesteuerten Quellen, so daß der Eingangsstrom i_1 über Erde nach 1" fließen kann. Deshalb kann der Norator N_2 entfallen.⁺ Da der bei 2 eintretende Strom i_2 über einen Norator abgeleitet wird, ist die Festlegung des Potentials von 2' durch Nullator N_1 irrelevant. N_1 kann also entfallen. Erdet man weiterhin 2", so kann N_7 aus dem gleichen Grund wie N_1 entfallen. Nun kann N_8 kurzgeschlossen werden, da eine Reihenschaltung zweier Noratoren nichts Neues bringt.

⁺ / "kann entfallen" heißt bei diesen Betrachtungen soviel wie "kann durch einen Leerlauf ersetzt werden".

Da 2" und M_2 mit Erde verbunden sind und der Übertragungswiderstand der stromgesteuerten Stromquelle R virtuell an Erde liegt (N_5), können der Norator N_6 und der Nullator N_5 kurzgeschlossen werden. Durch das Entfallen des Norators N_2 fließt kein Strom mehr über 1' in den unteren Vierpol. Deshalb ist der Norator N_4 entbehrlich, und kann entfallen. Dadurch kommt es zur Reihenschaltung des linken verbleibenden Nullators im oberen Vierpol mit N_3 und einer der beiden, z.B. N_3 , kann durch einen Kurzschluß ersetzt werden. Die so gewonnene Schaltung in Bild 5.1.2b ist identisch mit dem Prinzipschaltbild von Bendik / 56 /. Nach Ersetzen der Nulloren T_1 und T_2 durch Transistoren und der Umkehrstufe durch einen spannungsinvertierenden Einheitsverstärker erhält man hieraus den Z-Gyrator nach McGregor (5.1.2c), an dessen Schaltbild die Reihenschaltung zweier Vierpole nicht mehr unmittelbar erkennbar ist.

- Bild 5.1.2a Z-Gyrator in Nullator-Norator-Technik
Bild 5.1.2b Vereinfachung des Z-Gyrators nach
Bild 5.1.2a
Bild 5.1.2c Transistorrealisierung von Bild 5.1.2b

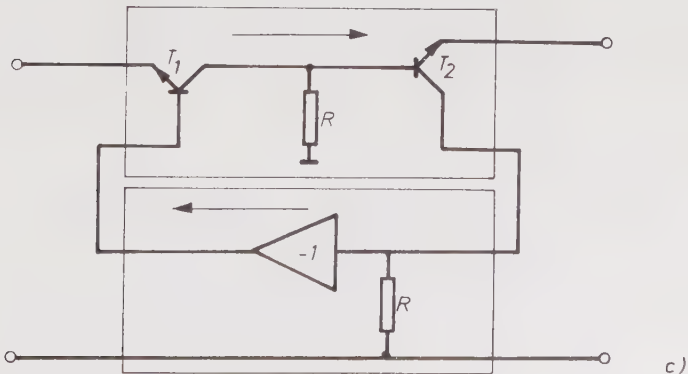
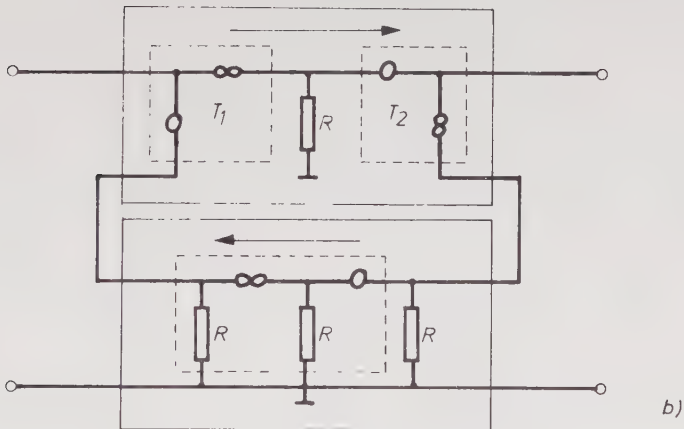
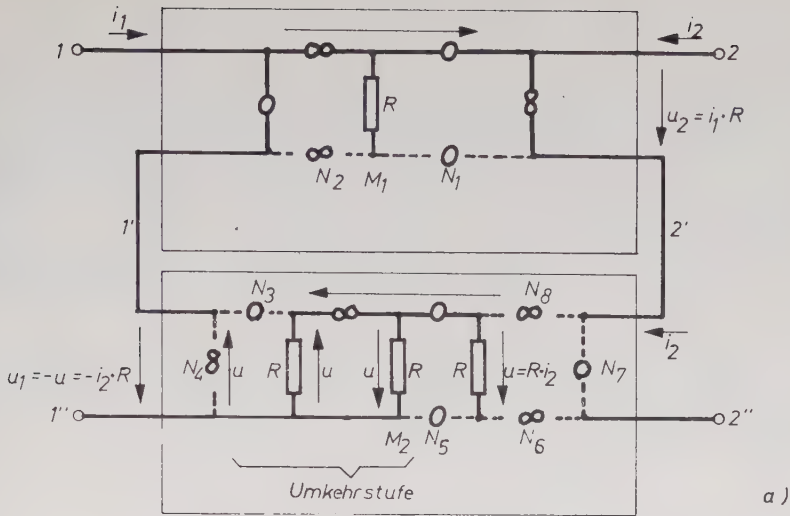


Bild 5.1.2 Bildunterschrift siehe S. 64

Auf gleiche Art leiten wir den hier angegebenen neuen Z-Gyrator ab. Unsere Absicht ist es, zwei gleiche stromgesteuerte Spannungsquellen verwenden zu können. Deshalb sehen wir zusätzlich zur Reihenschaltung der beiden Quellen eine Überkreuzung der Ausgangsklemmen der einen gesteuerten Quelle vor, so daß eine spezielle Phasenumkehrstufe entbehrlich ist. Solch eine Umkehrstufe benötigt wenigstens zwei npn-Transistoren, wenn man keine lateralen pnp-Transistoren, die in monolithisch integrierter Technik nur mit minderen Eigenschaften herstellbar sind, einsetzen will. Jeder Transistor mehr bringt zusätzliche parasitäre Phasendrehungen mit sich, was nachteilig ist. Aus diesem Grunde ist es erstrebenswert, eine Gyratorschaltung ohne spezielle Umkehrstufe zu entwickeln. Das Prinzipschaltbild unseres Z-Gyrators ohne Umkehrstufe zeigt das folgende Bild 5.1.3.

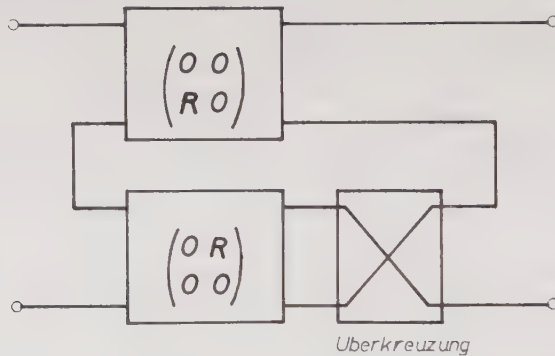


Bild 5.1.3 Reihenschaltung zweier gleicher stromgesteuerter Spannungsquellen (durch ihre Z-Matrizen charakterisiert). Bei einer Quelle sind die Ausgangsklemmen überkreuzt.

Die Ausführung des Prinzipschaltbildes (Bild 5.1.3) in Nullator-Norator-Schreibweise ist in Bild 5.1.4a gezeigt. Die zwei stromgesteuerten Spannungsquellen sind gleich und wie in Bild 5.1.2a ausgefüllt. Dieses Schaltbild läßt sich ebenso wie vorher bei der Ableitung des Gyrators nach McGregor ohne Beeinträchtigung der Funktion durch Erden der Punkte M_1 , M_2 und $1''$ und Eliminieren dreier Nulloren (in Bild 5.1.4a gestrichelt gezeichnet) vereinfachen, so daß Bild 5.1.4b entsteht.

Die Vereinfachung geschieht wie folgt. Ebenso wie bei der Reduktion des Bildes 5.1.2a fließt auch hier der Eingangsstrom i_1 beim Erden von M_1 , M_2 und $1''$ von der Klemme 1 über Erde zur Klemme 2 . Der Norator N_2 und Nullator N_5 könne daher entfallen. ⁺

⁺ "kann entfallen" heißt bei diesen Betrachtungen soviel wie "kann durch einen Leerlauf ersetzt werden".

Gleichzeitig kann aber auch der jetzt stromlos bleibende Norator N_4 entfallen. Nullator N_3 kann durch einen Kurzschluß ersetzt werden, weil er mit dem linken Nullator des oberen Vierpols in Reihe liegt. Erden wir weiterhin Punkt 2', so können Nullator N_1 und Norator N_6 entfallen, weil beide durch eine Erdverbindung kurzgeschlossen sind. Damit an der Last Z_L der Spannungsabfall u_2 erhalten bleibt, muß der Nullator N_7 bestehen bleiben, weiters noch Norator N_8 , damit der Strom i durch den Übertragungswiderstand R fließt.

Beachtenswert an der so entstehenden Schaltung (Bild 5.1.4b) ist, daß die Verbindung zwischen dem Ausgangstor der oberen und dem Eingangstor der unteren stromgesteuerten Spannungsquelle durch die Lastimpedanz Z_L vorgenommen wird. Die nicht geerdete Eingangsklemme der unteren gesteuerten Quelle ist eine virtuelle Masse. Die notwendige Phasenumkehr kommt also demnach nicht durch eine Umkehrstufe wie in Bild 5.1.2c, sondern durch Stromaussteuerung der unteren Quelle am virtuellen Massepunkt der Lastimpedanz zustande. Die Nulloren T_1 bis T_3 können durch Transistoren ersetzt werden, so daß Bild 5.1.4c entsteht.

Der so entworfene neue Z-Gyrator enthält, verglichen mit dem Gyrator von McGregor anstatt des invertierenden Spannungseinheitsverstärkers einen Transistor T_3 , der in Basisschaltung arbeitet und deshalb im allgemeinen erheblich geringere parasitäre Phasendrehungen verursacht als ein invertierender Spannungseinheitsverstärker.

Bild 5.1.4a Z-Gyrator, entstanden aus Reihenschaltung zweier gleicher stromgesteuerter Spannungsquellen mit einer Überkreuzung

Bild 5.1.4b Reduktion der Schaltung Bild 5.1.4a

Bild 5.1.4c Transistorrealisierung nach Bild 5.1.4b

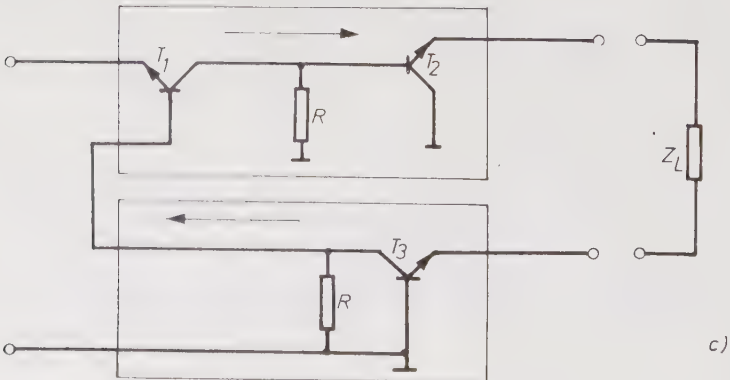
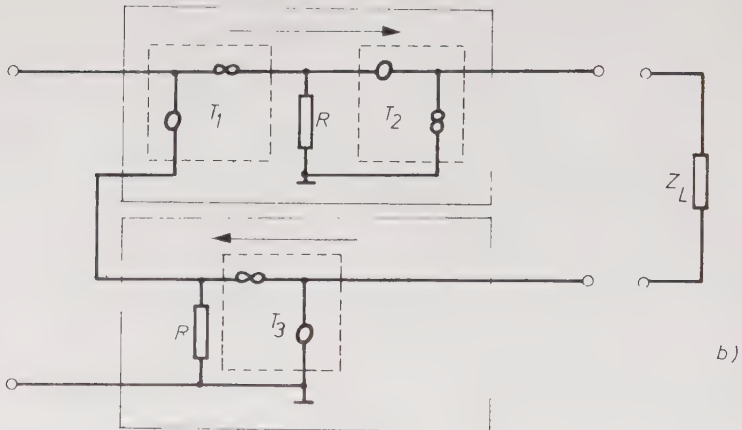
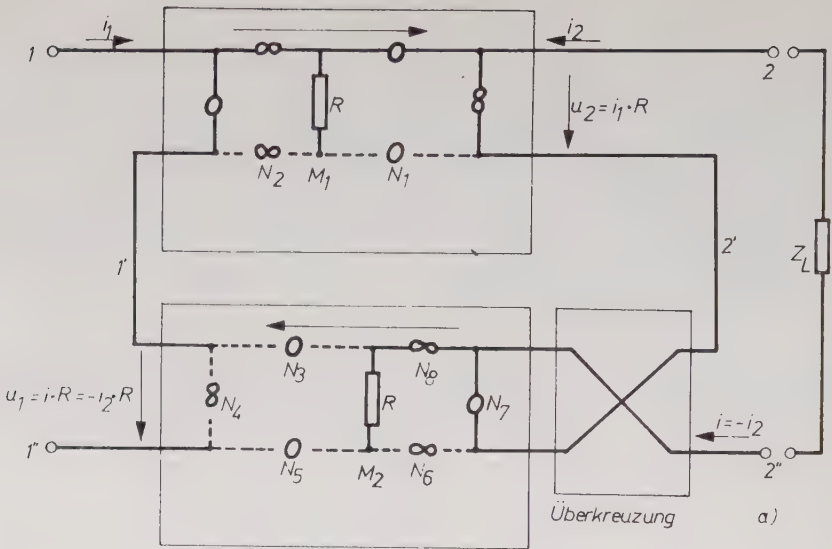


Bild 5.1.4 Bildunterschrift siehe S. 67

In Bild 5.1.5 ist ein Beispiel für die praktische Ausführung des Wechselstromprinzipschaltbildes in Bild 5.1.4c gezeigt, wobei allerdings die Stromquellen (vgl. Kap. 4) nur schematisch eingezeichnet sind. In der Versuchsschaltung wurde eine Stromquellenbank verwendet, wobei gegengekoppelte Transistoren verwendet wurden. Die Stromquellen, die die Transistoren T_2 und T_3 mit Gleichstrom versorgen, sollten den doppelten Gleichstrom ($2I$) haben wie die Quelle, die Transistor T_1 versorgt, um die Verlustwiderstände (gebildet von Emitterwiderständen der Transistoren T_1 , T_2 und T_3) an Tor 1 und Tor 2 gleich groß zu machen (vgl. Gleichung 5.1.2). Die positive und negative Versorgungsspannung (V_+ , V_-) wird in Verbindung mit dem Gleichstrom I so gewählt, daß die nicht geerdete Klemme 1 des Eingangstores (1, Erde) auf Gleichpotential 0 V liegt. Die Gleichspannung an den Klemmen 2, 3 des Ausgangstors ist unterschiedlich, was aber bei kapazitiver Last unerheblich ist.

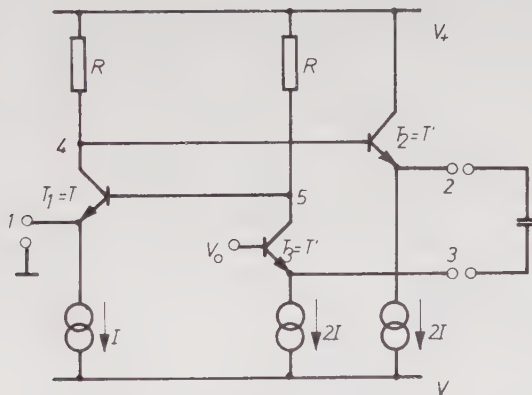
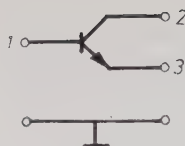


Bild 5.1.5 Praktische Ausführung des Gytrators:
 $R = 5 \text{ k}\Omega$, $V_+ = 10,6 \text{ V}$
 $V_- = -5 \text{ V}$, $V_0 = -2,5 \text{ V} = 1/2 V_-$,
 $I = 1 \text{ mA}$

5.1.2 Vierpolmatrix und Grundgüte

Zur Berechnung der Z-Matrix des Gytrators nehmen wir die Gleichstromquellen als ideal an, d.h. mit unendlich hohem Innenwiderstand. Weiters verwenden wir eine vereinfachte schwimmende Y-Matrix (Gl. 5.1.1) zur Beschreibung eines Transistors (Bild 5.1.6).



$$Y = \begin{pmatrix} y_{11} & 0 & -y_{11} \\ y_{21} & 0 & -y_{21} \\ -(y_{21} + y_{11}) & 0 & y_{21} + y_{11} \end{pmatrix} \quad (5.1.1)$$

Bild 5.1.6 Transistor zur Definition seiner schwimmenden Y-Matrix in Emitterschaltung (y_{22} und y_{12} sind vernachlässigt)

Der Transistor T_1 wird vom Gleichstrom I durchflossen und wird durch ungestrichene y -Parameter beschrieben, während die beiden Transistoren T_2 und T_3 , vom doppelten Gleichstrom ($2I$) gespeist, als identisch vorausgesetzt sind und mit gestrichenen y -Parametern beschrieben werden. Aufgrund dieser Gleichströme erhält man

$$2r_e' = \frac{2}{y_{21}'} = r_e = \frac{1}{y_{21}} \quad (5.1.2)$$

Weiters ist näherungsweise $\beta' = \beta$ erfüllt. Unter diesen Voraussetzungen erhält man nach einigen Zwischenrechnungen folgende Z-Vierpol-Matrix für den Gyrator nach Bild 5.1.7.

$$Z = \begin{pmatrix} \frac{r_e + R/\beta}{1 + 1/\beta} & -\frac{R}{1 + 1/\beta} \\ \frac{R}{1 + 1/\beta} & \frac{r_e + R/\beta}{1 + 1/\beta} \end{pmatrix} \quad (5.1.3)$$

Durch die Wahl des doppelten Gleichstroms ($2I$) für die Transistoren T_2 und T_3 sind die Leerlaufimpedanzen z_{11} und z_{22} gleich groß. Aus Matrix 5.1.3 ergibt sich die Gyratorgrundgüte nach Gleichung 2.3.12 zu

$$Q_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{R}{r_e + R/\beta} \quad (5.1.4)$$

Mit den in Bild 5.1.5 angegebenen Daten und den Transistordaten $r_e = 25 \Omega$ und $\beta = 300$ wird die Grundgüte $Q_0 \approx 60$.

5.1.3 Gemessene Güten und Stabilisierung des Z-Gyrators

In Abschnitt 3.5. wurde gezeigt, daß reaktiv belastete Z-Gyratoren, die am anderen Tor leerlaufen, auf jeden Fall stabil sind. Diese Tatsache wurde in einer Testschaltung nach Bild 5.1.7a für den Z-Gyrator ausgenutzt. In dieser Testschaltung wird der kapazitiv belastete Z-Gyrator in Serie mit einer Kapazität durch einen eingepreßten Strom i angesteuert. Der Leerlauf des einen Tores ist damit gegeben und aus der gemessenen Spannung u am Eingang wurde die Gyratorgüte berechnet.

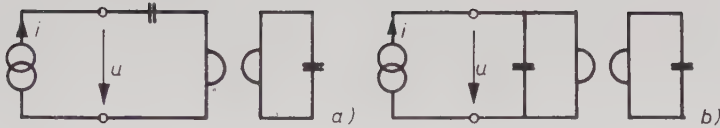


Bild 5.1.7 Testschaltung für Messung der Güte des Z-Gyrators
a) mit einem leerlaufenden und einem kapazitiv belasteten Tor
b) mit beidseitig kapazitiv belasteten Toren

Die Kurve 1 in Bild 5.1.8 zeigt die in diesem Fall experimentell gewonnene Gütekurve über der Frequenz. Die Güte bei tiefen Frequenzen bestätigt sehr genau die errechnete Grundgüte. Der 12-dB/Oktave-Güteabfall erklärt sich aus der Tatsache, daß selbst im Falle der Stromeinprägung, wie in Bild 5.1.7 gezeigt, das eine Tor des Gyrators nicht exakt leerläuft, sondern durch die endliche Impedanz der Emitterstromquelle des Transistors T_1 belastet ist. Der bei der Stabilitätsuntersuchung in Abschnitt 3.5. betrachtete Frequenzgang $T'(j\omega)$ ist daher nicht identisch gleich Null, sondern endlich, wenn auch kleiner als Eins. Infolge zweier Zeitkonstanten, herrührend von kollektor-Basis-Kapazitäten zweier Transistoren, hat dieser Frequenzgang den gemessenen 12-dB/Oktave-Abfall.

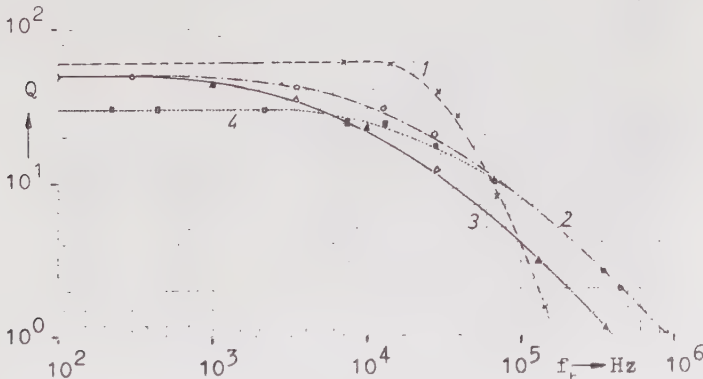


Bild 5.1.8 Gemessene Güten des Z-Gyrators in Abhängigkeit von der Frequenz f_r . Güte gemessen in Testschaltung 5.1.7a (Kurve 1), Güte des beidseitig kapazitiv belasteten Gyrators, gemessen in Testschaltung 5.1.7b mit für die Stabilisierung notwendiger Kapazität C_2 (Kurve 2), Kapazität C_1 (Kurve 3) bzw. mit Stabilisierwiderstand R_{ST} (Kurve 4)

Die Testschaltung nach Bild 5.1.7b zur Messung der Gyratorgüte bei beidseitig kapazitiver Belastung ist zwar instabil nach Kapitel 3, kann aber stabilisiert werden (siehe Bild 5.1.9.). Die Frequenzabhängigkeit der damit gemessenen Gyratorgüte ist ebenfalls in Bild 5.1.8 gezeigt. Die in diesem Falle gemessene Grundgüte ist wegen des nicht vernachlässigbaren Innenwiderstandes der ansteuernden Stromquelle der Testschaltung kleiner als der berechnete Wert. Außerdem ist die Güte frequenzabhängig, sie weist bei höheren Frequenzen jedoch nur einen 6-dB/Oktave-Abfall auf.

Im folgenden wird gezeigt, daß dieser Güteabfall auf den parasitären Basis-Kollektor-Kapazitäten der Transistoren T_1 bis T_3 beruht. Die Basis-Kollektor-Kapazitäten C_c der Transistoren T_2 und T_3 bewirken, daß die Gyrationenwiderstände komplexe Größen werden (vgl. Bild 5.1.5). Sie werden daher im folgenden statt mit R mit Z_g und die Zeitkonstante $R \cdot C_c$ mit τ bezeichnet,

$$Z_g = \frac{R}{1 + p\tau} \quad (5.1.5)$$

Mit den neuen Gyrationenwiderständen und der gut erfüllten Näherung $\beta \gg 1$ erhalten wir aus der Matrix 5.1.3 die neue Gyratormatrix

$$Z = \begin{pmatrix} r_e + Z_g/\beta & Z_g \\ -Z_g & r_e + Z_g/\beta \end{pmatrix} \quad (5.1.6)$$

Die resultierende Güte Q_c ist frequenzabhängig und näherungsweise

$$Q_c \approx Q_0 \cdot \frac{1}{1 + 2Q_0 RC_c \omega_r} \quad (5.1.7)$$

Die Basis-Kollektor-Kapazität von Transistor T_1 (in Bild 5.1.9 mit C_1 bezeichnet) bewirkt ebenfalls eine Güteabsenkung bei höheren Frequenzen, wie eine Rechnung mit idealisierten Transistoren ($r_e = 0$, $\beta = \infty$ und $C_c = 0$) zeigt.

$$Q_1 \approx \frac{\sqrt{1 + (RC_1 \omega_r)^2}}{2RC_1 \omega_r} \quad (5.1.8)$$

In einem praktischen Gyrator treten beide Effekte gemeinsam auf. Die Gesamtgüte Q_{ges} errechnet sich aus den beiden Teilgüten näherungsweise wie folgt:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_c} \quad (5.1.9)$$

Sie hat nach Gleichung 5.1.7 und Gleichung 5.1.8 einen 6-dB/Oktave-Abfall. Eine Abschätzung der Gütegrenzfrequenz f_Q , bei der $Q_{ges} = 1$ ist, ergibt für die Basis-Kollektor-Kapazitäten $C_1 = C_c = 6$ pF und für die gleichen übrigen Werte wie

(in der angegebenen Schaltung genügen 28 pF) läßt sich die hochfrequente Eigenschwingung unterdrücken, allerdings muß ein frühzeitiger Güteabfall über der Frequenz in Kauf genommen werden, wie Kurve 3 in Bild 5.1.8 zeigt. Berücksichtigen wir noch die verschiedenen Basis-Kollektor-Kapazitäten, so erhalten wir eine Gütegrenzfrequenz f_Q , bei der die Güte auf Eins abgesunken ist, von $f_Q \approx 0,5$ MHz, die recht gut mit dem gemessenen Ergebnis übereinstimmt.

Eine weitere Möglichkeit, die hochfrequente Eigenschwingung zu unterdrücken, besteht im Zuschalten relativ hoher Kapazitäten zu den Basis-Emitterstrecken der Transistoren T_2 oder T_3 (C_2, C_3 in Bild 5.1.9. Die Referenzspannung V_0 wird mit einem Spannungsteiler eingestellt.). Diese Stabilisierungsmethode hat den Vorzug gegenüber der Einfügung des Stabilisierungswiderstandes R_{ST} , daß die Grundgüte erhalten bleibt und gegenüber der Einführung von C_1 , daß der Güteabfall zu höheren Frequenzen hin verschoben ist. Die gemessene Kurve 2 in Bild 5.1.8 zeigt dies für eine Kapazität $C_2 = 3,3$ nF. Ähnlich verläuft eine entsprechende Kurve mit $C_3 = 200$ pF. Eine Güteabschätzung für den Fall der Stabilisierung mit der Kapazität C_2 ergibt

$$Q = \frac{Q_0}{RC_2 \left(1 + \frac{2}{\omega_T} \right)} \quad (5.1.12)$$

Gut hat sich die Stabilisierungsmethode mit der Kapazität C_3 bewährt. Deshalb empfehlen wir diese bei Anwendung des Z-Gyrators mit beidseitig kapazitiver Belastung.

5.1.4 Zusammenstellung der Merkmale des Z-Gyrators

Vorteile:

- 1) Gut monolithisch integrierbar.

Es treten nur Transistoren eines Leitfähigkeitstyps auf. Die geringe Anzahl von Transistoren macht eine billige Realisierung möglich.

- 2) Geringe Anforderungen an die Gleichstromquellen hinsichtlich der Ausgangsimpedanz und Stromgenauigkeit.

- 3) Gyrationwiderstand R_g sehr genau gleich dem Widerstand R ($R_g = \frac{R}{1+1/B}$).

- 4) Stabilität der Gleichstromarbeitspunkte gut.

- 5) Gute Aussteuerbarkeit.

Nachteile:

- 1) Auftreten von hochfrequenter Eigenschwingung im praktisch wichtigen Fall beidseitig kapazitiver Last.

- 2) Geringe Grundgüte $Q_0 \approx 60$.
- 3) Geringer Frequenzbereich, da Gyrationwiderstand durch parallele Kollektor-Basis-Kapazität belastet.
- 4) Güte stark abhängig von Transistorparametern (r_e und β).

5.2. Neuer Y-Gyrator mit einem schwimmenden Tor

Der hier vorgestellte Gyrator eignet sich besonders zum Simulieren von erdfreien Induktivitäten in Tiefpaßfiltern, wie in Kap. 6 gezeigt wird. Er beruht auf den einfachsten spannungsgesteuerten Stromquellen, den Differenzverstärkern, die für eine gute monolithische Integrierbarkeit aus Transistoren gleichen Leitfähigkeitstyps aufgebaut sind. Die antiparallele Zusammenschaltung dieser Differenzverstärker bringt zwar eine Reduzierung der maximalen Signalspannung auf ca. 0,2 V (eff.) mit sich, bietet aber eine geringe Verlustleistung und die Möglichkeit, Super- β -Transistoren, die in monolithisch integrierter Technik gut herstellbar sind, einzusetzen, um hohe Grundgüten zu erreichen. Dieser Gyrator zeichnet sich auch durch einen Arbeitsbereich bis zu mehreren hundert kHz aus. In diesem Abschnitt wird zuerst die Wechselstrom-Grundschialtung hergeleitet und analysiert, die Einflüsse verschiedener Parameter, wie Transistorsteilheit und Streukapazitäten, auf das Frequenzverhalten der Güte theoretisch berechnet und experimentell verifiziert. Die Aussteuerbarkeit, der Wirkungsgrad und die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Aussteuerung und von der Temperatur wird behandelt. Zuletzt wird mittels Verlustkompensation der ideale Gyrator approximiert.

5.2.1 Entwurf der Schaltung und Analyse

Entwurf der Schaltung

Ein Gyratorvierpol entsteht aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen, die unter Berücksichtigung der Phasenlage zusammengeschaltet werden. Bild 5.2.1a zeigt einen auf solche Weise entstandenen Gyratorvierpol, dessen vier Anschlußklemmen im Potential unabhängig voneinander sind. In Nullator-Norator-Schreibweise sind die einfachsten spannungsgesteuerten Stromquellen dargestellt, deren vier Klemmen im Potential unabhängig voneinander sind. Die beiden Quellen sind gleich und antiparallel zusammengeschaltet; dabei sind die Anschlußklemmen eines Vierpols überkreuzt worden, um die Phasenumkehr in einer Übertragungsrichtung ohne zusätzlichen Umkehr-Verstärker zu erreichen.

Ersetzen wir in Bild 5.2.1a jeden Nullor durch einen npn-Transistor (vgl. Abschnitt 5.1.), so erhalten wir das wechselstrommäßige Prinzipschaltbild des neuen schwimmenden Y-Gyrators in seiner Grundschialtung Bild 5.2.1b. Dabei wurde gemäß Abschn. 2.2 der Anschlußpunkt 4 geerdet, da in der Praxis nur ein schwimmendes Tor erforderlich ist.

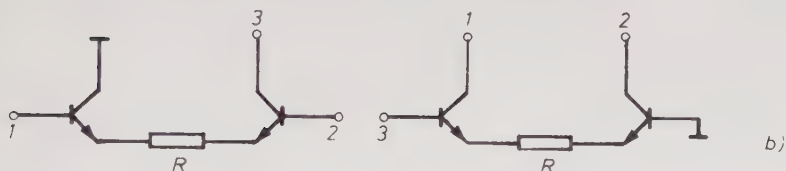
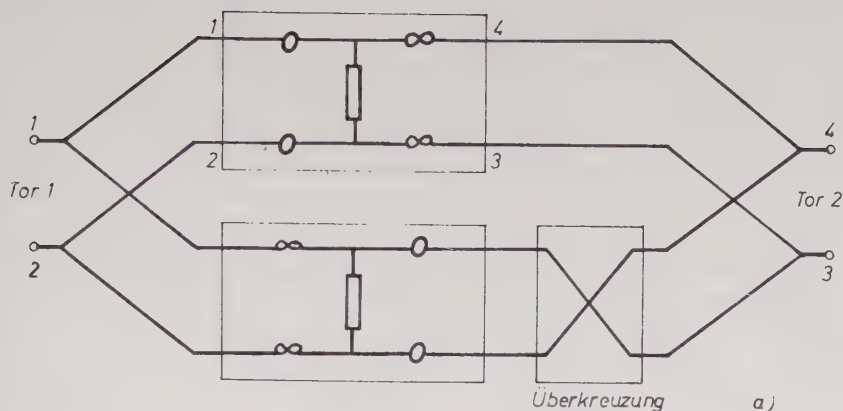


Bild 5.2.1a Y-Gyrator in Nullator-Norator-Darstellung mit vier im Potential voneinander unabhängigen Anschlußklemmen

Bild 5.2.1b Wechselstrommäßige Realisierung eines eintorig schwimmenden Y-Gyrators (Anschlußklemmen gleicher Nummern sind miteinander verbunden)

Zur Gleichstromversorgung wird diese Gyratorschaltung mit Gleichstromquellen versehen, wie in Bild 5.2.2a schematisch dargestellt ist. Für die gleichstrommäßigen Arbeitspunkte des Gyrators ist die Größe der Gleichströme von Bedeutung. Idealerweise sollten alle Gleichstromquellen identisch sein, d.h. der erzeugte Gleichstrom sollte gleich sein. Insbesondere ist es wichtig, daß die kollektorseitig eingepprägten Ströme jeweils gleich den entsprechenden emitterseitig eingepprägten Strömen sind. Die Symmetriebedingung ist erforderlich, damit der am Eingangstor über einen Abschlußwiderstand nach Erde abfließende Ausgleichsstrom so klein wie möglich ist (vgl. Abschn. 2.1). Die Stromquellen werden deshalb miteinander gekoppelt. Wie dies bei Verwendung von Wilson-Stromquellen nach Abschn. 4.1. möglich ist, zeigt Bild 5.2.2b. Hier wird mit dem Widerstand R_{DC} ein Referenzstrom I_{ref} eingestellt, der

zwei einfache Stromquellenbänke nach Bild 4.1.1b, allerdings ohne Gegenkopplungswiderstände, ansteuert. Die eine Stromquellenbank besteht aus den npn-Transistoren T_1 , T_2 und T_3 , die andere aus den (lateralen) pnp-Transistoren T_5 , T_6 , T_7 und T_8 . Die npn-Transistoren T_1 , T_2 , T_3 werden gemeinsam von der Gleichspannung angesteuert, die der Referenzstrom I_{ref} beim Durchfließen des als Diode geschalteten Transistors T_4 erzeugt. Wenn die Transistoren T_1 bis T_4 alle flächengleich ausgeführt sind und gleiche Eigenschaften haben, sind die Kollektorströme alle gleich. Die Kollektorströme der Transistoren T_1 , T_2 , T_3 fungieren als Steuerströme der drei Kollektorgleichstromquellen. Ganz entsprechend fungieren die untereinander gleichen Kollektorströme der Transistoren T_5 , T_6 , T_7 , T_8 als Steuerströme der vier Emittorgleichstromquellen. Wegen der geringen Stromverstärkung der lateralen pnp-Transistoren wird zusätzlich zu Transistor T_9 ein Transistor T_{10} eingesetzt, um die Basisströme der an der Stromquellenbank beteiligten Transistoren T_5 bis T_9 nach Erde abzuleiten. Dies ist notwendig, da die Basisströme sonst die Symmetrie beeinträchtigen. Die Ausgangsleitwerte der Wilson-Quellen sind sehr klein, da jede Quelle innerseits von einer Stromquelle angesteuert wird (vgl. Abschn. 4.1). Die Schaltung nach Bild 5.2.2b eignet sich besonders für monolithische Integration.

Für unsere Untersuchungen haben wir diskret aufgebaute Gyratoren verwendet. Für einen diskret aufgebauten Gyrtor ist jedoch die Schaltung nach Bild 5.2.2b zu aufwendig und auch weniger geeignet, da die Transistoren der Wilson-Quellen temperaturmäßig gekoppelt sein sollten. Wir verwenden daher zur Gleichstromversorgung npn- und pnp-Stromquellenbänke wie Bild 5.2.2c zeigt (vgl. Bild 4.1.1b). Durch die Gegenkopplungswiderstände ($1\text{ k}\Omega$) erzielen wir ebenfalls relativ hohe Innenwiderstände der Stromquellen und die hinreichende Übereinstimmung der Stromquellen unabhängig von den streuenden Parametern der diskreten Transistoren.

Da die Differenzverstärker emitterseitig zwei Gleichstromquellen haben und durch die oben beschriebenen Maßnahmen eine gute Übereinstimmung der Kollektor- und Emitter-Gleichstromquellen erreicht wird, sind die Gegenkopplungswiderstände R nahezu gleichstromfrei, das bedeutet, daß sie frei gewählt werden können. In der Praxis hat sich ein Wertebereich von $0,5\text{ k}\Omega$ bis $20\text{ k}\Omega$ für R als günstig erwiesen. Höhere R -Werte sind möglich, wenn eine sehr gute Übereinstimmung der Gleichstromquellen erzielt wird. Der Widerstand R bestimmt zusammen mit den Emitterwiderständen r_e der Differenzverstärker-Transistoren den Gyrtationswiderstand R_g . Durch die freie Wählbarkeit des Gyrtationswiderstandes R_g gelingt es in Filteranwendungen, den Gyrtor stets im Gütemaximum zu betreiben (vgl. Par. 2.2.1 und Kap. 6).

Die Versorgungsspannungen V_+ , V_- sind in weitem Bereich frei wählbar. Die Kol-

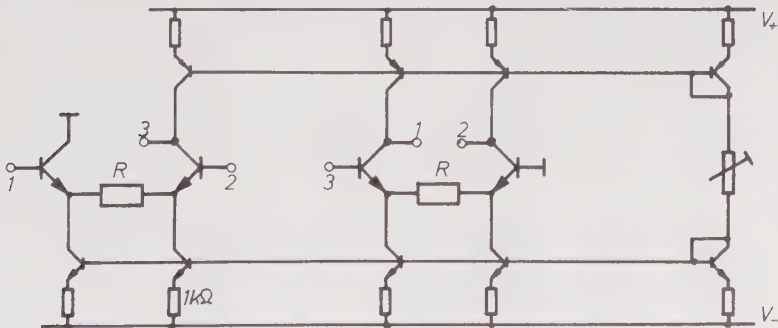
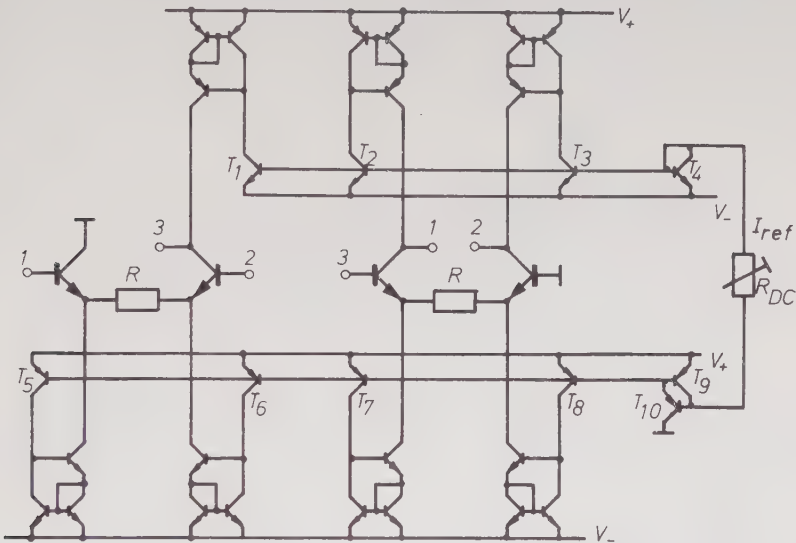
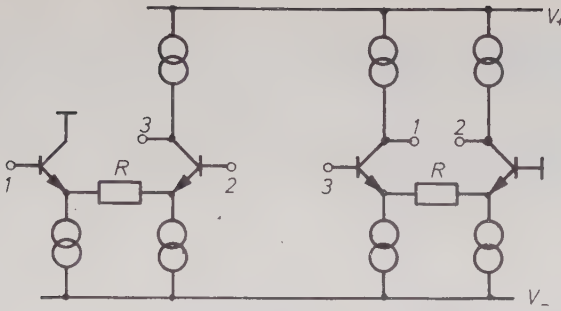


Bild 5.2.2a Prinzipschaltbild des schwimmenden Gytrators mit Stromquellen zur Gleichstromversorgung.

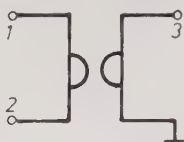
Bild 5.2.2b Schwimmender Gytrator nach (a) mit Stromquellen nach Wilson (Abschnitt 4.1.) für monolithisch integrierte Technik. Die Verstärkertransistoren sind als Super-B-Transistoren ausgeführt.

Bild 5.2.2c Schwimmender Gytrator nach (a) mit Stromquellenbänken nach Bild 4.1.1b für diskreten Schaltungsaufbau.

lektorströme der Differenzverstärkertransistoren können mit dem Widerstand R_{DC} eingestellt werden. Der Aussteuerbereich ist durch die Tatsache gegeben, daß die Kollektor-Gleichspannung der Differenzverstärkertransistoren Null Volt beträgt. Aus diesem Grunde kann nur eine maximale Signalspannung von etwa 0,2 V (eff.) an den Toren des Gytrators verzerrungsfrei verarbeitet werden.

Analyse

Ein Gytrator mit einem schwimmenden Tor und einem geerdeten Tor gem. Bild 5.2.3 wird zweckmäßigerweise durch eine (3×3) -Matrix beschrieben. Ist er ideal, wie z.B. in Bild 5.2.1a, so kann er durch die (3×3) -Matrix nach Gleichung 5.2.1 dargestellt werden



$$Y = (Y_{ik}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & g \\ 0 & 0 & -g \\ -g & g & 0 \end{pmatrix} \quad (5.2.1)$$

Bild 5.2.3 Schaltzeichen des hier beschriebenen schwimmenden Y-Gytrators und seine idealisierte Y-Matrix ($g = 1/R_g$, R_g ist der Gytrationswiderstand)

In einer praktischen Realisierung, bei der die Nulltoren durch Transistoren ersetzt sind (Bild 5.2.1b), gelingt es natürlich nicht, die in Gleichung 5.2.1 mit Nullen gekennzeichneten Matrixelemente zu realisieren. Diese Elemente haben eine bestimmte Größe und bestimmen durch ihren Wert die Verluste des Gytrators. Im folgenden betrachten wir alle Transistoren der Differenzverstärker als identisch und beschreiben sie entsprechend Bild 5.2.4 durch gemeinsame Y-Parameter in Emitter-Schaltung. Dies ist möglich, da alle Transistoren vom gleichen Kollektorgleichstrom durchflossen werden.



$$Y = \begin{pmatrix} y_{11} & y_{12} & -(y_{11} + y_{12}) \\ y_{21} & y_{22} & -(y_{21} + y_{22}) \\ -(y_{21} + y_{11}) & -(y_{22} + y_{12}) & \Sigma y \end{pmatrix} \quad (5.2.2)$$

Bild 5.2.4 Erdfreier Transistor und seine (3×3) -Y-Matrix
($\Sigma y = y_{21} + y_{11} + y_{22} + y_{12}$)

Für die Analyse in diesem Abschnitt wird ferner angenommen, daß die Gleichstromquellen hochohmig genug sind, so daß ihr Einfluß auf das Gytratorverhalten gering ist. Unter diesen Vereinfachungen erhält man mit $G = 1/R$ und mit $\Delta y = y_{11}y_{22} - y_{21}y_{12}$ die folgenden Matrixelemente des Gytrators.

$$\begin{aligned}
 Y_{11} &= Y_{22} = Y_{33} = \frac{G(y_{11}+y_{22})}{\Sigma y+2G} + \frac{2\Delta y (\Sigma y+G)}{\Sigma y (\Sigma y+2G)} \\
 Y_{12} &= Y_{21} = - \frac{G(y_{11}+y_{22})}{\Sigma y+2G} + \frac{2\Delta y G}{\Sigma y (\Sigma y+2G)} \\
 Y_{13} &= Y_{32} = \frac{G(y_{21}-y_{12})}{\Sigma y+2G} - \frac{\Delta y}{\Sigma y} \\
 Y_{31} &= Y_{23} = - \frac{G(y_{21}-y_{12})}{\Sigma y+2G} - \frac{-\Delta y}{\Sigma y}
 \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Die Abhängigkeit der Parameter Y_{11} und Y_{21} vom Gegenkopplungswiderstand R ist in Bild 5.2.5 für die Daten der Transistoren BCY 59 bei 0,1 mA Kollektorstrom dargestellt. Ferner ist die Abhängigkeit des resultierenden Gyrationswiderstandes $R_g = R + 2r_e = R + 2/y_{21}$ von R dargestellt. Nur bei hinreichend großem R ist also $R_g \approx R$. Näherungsweise gilt $R_g \approx 1/Y_{13} \approx 1/Y_{23}$.

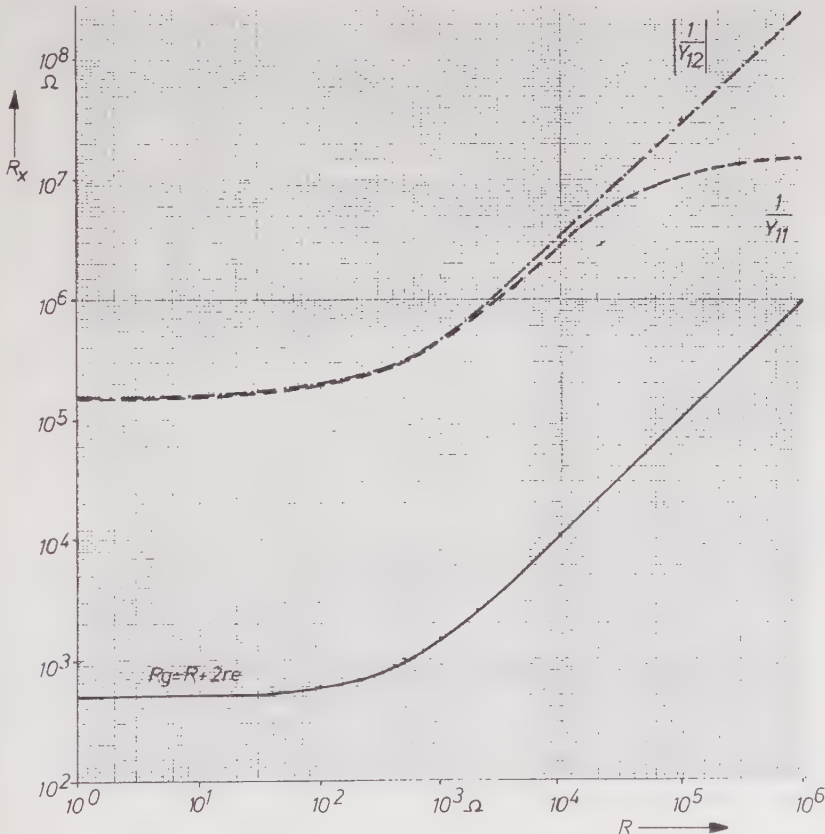


Bild 5.2.5 Abhängigkeit der Matrixelemente Y_{11} , Y_{21} und des Gyrationswiderstandes R_g vom Gegenkopplungswiderstand R (für die BCY-59-Transistoren bei einem Kollektorstrom $I_c = 0,1$ mA)

Es zeigt sich, daß $|Y_{21}|$ und Y_{11} über einen weiten Widerstandsbereich von R fast identisch sind. Die Unterschiede zwischen $|Y_{21}|$ und Y_{11} einerseits und Y_{13} und Y_{31} andererseits sind ein Maß für die Unsymmetrie des Gytrators, auf die im nächsten Paragraph näher eingegangen wird.

Eine weitere Vereinfachung der Gleichungen 5.2.3 für den Fall der meist gut erfüllten Ungleichung $G \gg 2y_{22}$ und der Näherung $\sum y \approx y_{21}$ läßt die Zusammenhänge klarer erkennen.

$$Y = \begin{pmatrix} G_{V1} & -G_{V1} & g \\ -G_{V1} & G_{V1} & -g \\ -g & g & G_{V2} \end{pmatrix} \quad (5.2.4)$$

Diese Matrix zeigt, daß man die Verluste des Gytrators durch zwei Verlustleitwerte G_{V1} und G_{V2} darstellen kann. Der Leitwert G_{V1} belastet das schwimmende Tor, der Leitwert G_{V2} belastet das geerdete Tor. Beide Verlustleitwerte sind in dieser Näherung gleich groß.

$$\frac{1}{G_{V1}} = \frac{1}{G_{V2}} = R(1+2r_g), \quad (5.2.5)$$

wobei $R_g = R+2r_g = 1/g$ den Gytrationswiderstand darstellt.

Damit läßt sich diese Matrix auf die bekannte (2x2)-Matrix reduzieren. Aus ihr erhält man für die Grundgüte des Gytrators (vgl. Gleichung 2.3.12)

$$Q_0 = g/2G_V \approx 150. \quad (5.2.6)$$

Die Zahlenangabe gilt für $R = 1 \text{ k}\Omega$ und für die Transistordaten, die Bild 5.2.5 zugrundegelegt wurden.

5.2.2 Symmetrieverhalten des Gytrators

Zum Testen der Symmetrie des schwimmenden Gytrators verwenden wir einen Nullfilter, gebildet aus einem schwimmenden Resonanzkreis und einem Abschlußwiderstand R_L gemäß Bild 5.16. Diese Testschaltung erweist sich als günstig, da die Symmetrie der Schaltung durch einfaches Vertauschen der Klemmen 1 und 2 untersucht werden kann. Unterschiede in der Resonanzfrequenz und in der Güte sind nämlich ein scharfes Kriterium für die Symmetrie eines schwimmenden Gytrators, die für praktische Anwendung häufig erforderlich ist. Nach Bild 5.2.6 definieren wir zwei Testschaltungen mit der Kurzbezeichnung TS1 und TS2.

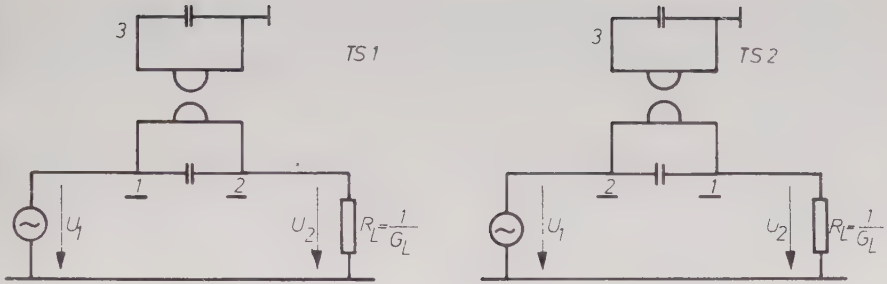


Bild 5.2.6 Definition der Testschaltungen TS1 und TS2, entstanden durch Vertauschen der Eingangs-klemmen 1 und 2

Die Spannungsübertragung lautet für die beiden Testschaltungen bei Verwendung der (3×3) -Gyratormatrix (Y_{ik}) ($i, k = 1, 2, 3$)

$$\begin{aligned} \text{für TS1: } \frac{U_2}{U_1} &= \frac{p^2 C_1 C_2 + p (Y_{33} C_1 - Y_{21} C_2) + Y_{23} Y_{31}}{p^2 C_1 C_2 + p (G_L C_2 + Y_{22} C_2 + Y_{33} C_1) - Y_{23} Y_{32}}, \\ \text{für TS2: } \frac{U_2}{U_1} &= \frac{p^2 C_1 C_2 + p (Y_{33} C_1 - Y_{12} C_2) + Y_{13} Y_{32}}{p^2 C_1 C_2 + p (G_L C_2 + Y_{11} C_2 + Y_{33} C_1) - Y_{13} Y_{31}}. \end{aligned} \quad (5.2.7)$$

Wegen der unterschiedlichen Spannungsübertragungen mißt man in beiden Testschaltungen unterschiedliche Güten Q_1 bzw. Q_2 und Resonanzfrequenzen f_{r1} und f_{r2} . Unter Zugrundelegung der Matrix in Gleichung 5.2.3 und gleichen Abschlußkapazitäten $C_1 = C_2 = C$ (vgl. Par. 2.2.1) erhält man einen Resonanzfrequenzunterschied und einen Güteunterschied von

$$\begin{aligned} \Delta f &= f_{r1} - f_{r2} = \frac{Y_{31} - Y_{13}}{2\pi C} \cdot \frac{2\Delta y}{f_{r0}^2 y} \cdot f_{r0}, \\ \Delta Q &= Q_1 - Q_2 = \frac{Y_{31} - Y_{13}}{Y_{11} - Y_{12}} \cdot \frac{2\Delta y}{8 \cdot y_{21}} \cdot Q_0. \end{aligned} \quad (5.2.8)$$

Die Größen f_{r0} und Q_0 ergeben sich aus Gleichung 5.2.7, wenn die genäherten Y-Parameter nach Gleichung 5.2.4 des Gyrators verwendet werden. Im Falle dieser vereinfachten Matrix erhalten wir die gleiche Spannungsübertragungsfunktion für beide Testschaltungen mit der Nullstellengüte Q_0 und der Nullfrequenz f_{r0} (Resonanzfrequenz).

$$Q_0 = \frac{B}{2G_v} \approx \frac{B}{2} \cdot f_{r0} = \frac{3}{2\pi C} \cdot f_{r0}. \quad (5.2.9)$$

Man sieht deutlich die Beschränkung der Güte auf die halbe Stromverstärkung B der Ver-

stärkertransistoren. Da diese Schaltung wegen der geringen Kollektor-Emitter-Gleichspannung der Differenzverstärkertransistoren den Einsatz von Super- β -Transistoren / 68 / ermöglicht, kann durch den Einsatz solcher Transistoren die Güte stark verbessert werden.

Für die Transistoren BCY 59 und einen Kollektorgleichstrom $I_C = 2 \text{ mA}$ (y -Parameter siehe Abschn. 4.1, Gleichung 4.1.4) errechnet sich der Frequenz- und Güteunterschied zu

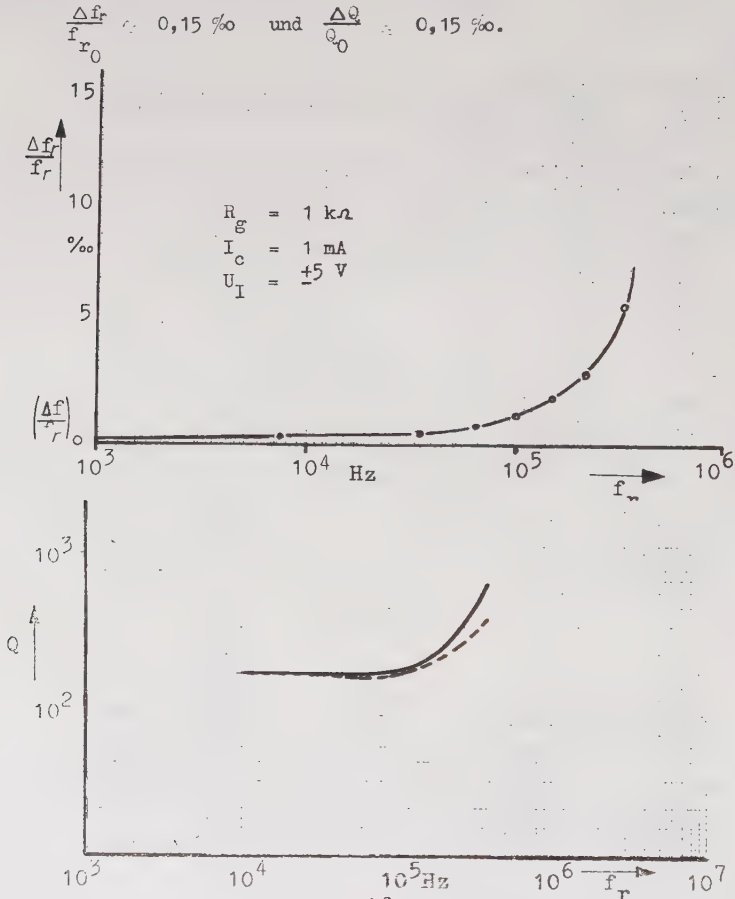


Bild 5.2.7 a) Relativer Unterschied $\frac{\Delta f_r}{f_r}$ der Resonanzfrequenz aufgrund der unterschiedlichen Ansteuerung in Testschaltung TS1 und TS2

b) Gemessene Güten Q in Testschaltung TS1 (gestrichelte Kurve) und Testschaltung TS2 (ausgezogene Kurve)

Die Messungen wurden mit $R = 1 \text{ k}\Omega$, $I_C = 1 \text{ mA}$ und $V_{\pm} = \pm 5 \text{ V}$ ausgeführt

Diese Unterschiede resultieren aus der Tatsache, daß die Gyratorschaltung, selbst bei Abwesenheit von Toleranzeffekten, wegen der Erdung eines der beiden Tore und der damit zusammenhängenden Einsparung einer Kollektorgleichstromquelle nicht mehr vollständig symmetrisch wirkt, solange die Transistorparameter y_{22} und y_{12} endlich sind. Die berechneten Werte der Resonanzfrequenz- und Güteunterschiede stimmen mit den gemessenen Werten für tiefe Frequenzen gut überein. Die Meßergebnisse sind in Abhängigkeit von der Frequenz in Bild 5.2.7 angegeben. Die Zunahme der Unterschiede bei höheren Frequenzen wird später erörtert (Par. 5.2.3).

5.2.3 Frequenzverhalten des Gyrators

In der Praxis ist eine Gyratorschaltung nur bei hinreichend niedrigen Frequenzen als frequenzunabhängiger Vierpol zu betrachten. Seine Eigenschaften sind insbesondere durch die Grundgüte Q_0 und seine Resonanzfrequenz ω_{r0} bei Belastung beider Tore mit verlustfreien Kapazitäten C charakterisiert. Es gilt $\omega_{r0} = 1/R_{g0} \cdot C$ bzw. $1/C \cdot R_{g01} \cdot R_{g02}$ (wenn die beiden Gyrationswiderstände unterschiedlich sind). R_{g0} ist der Gyrationswiderstand bei hinreichend niedrigen Frequenzen.

Infolge parasitärer Effekte weichen bei höheren Frequenzen die gemessenen Güten Q von der Grundgüte Q_0 ab. Ebenso weichen die gemessenen Resonanzfrequenzen ω_r von dem Wert $\omega_{r0} = 1/R_{g0} \cdot C$ ab. Das Frequenzverhalten unseres Gyratore beschreiben wir deshalb durch die Frequenzabhängigkeit von Güte Q und durch die Abweichung der Resonanzfrequenz ω_r von ω_{r0} .

Die parasitäre Frequenzabhängigkeit hat im wesentlichen folgende Ursachen:

1. Die Frequenzabhängigkeit der Verstärkertransistoren aufgrund ihrer Steilheitsgrenzfrequenz und ihrer Basis-Kollektor-Kapazität.
2. Frequenzabhängigkeit der Stromquellenimpedanzen durch Streukapazitäten.

Einfluß der Steilheitsgrenzfrequenz der Verstärkertransistoren auf Güte und Resonanzfrequenz

Um die Frequenzabhängigkeit der Güte Q und der Resonanzfrequenz ω_r zu untersuchen, betrachten wir die Gyratormatrix nach Gleichung 5.2.4 mit der näherungsweise gültigen Frequenzabhängigkeit der Transistorsteilheit

$$y_{21} \approx \frac{y_{210}}{1 + p\tau_s}.$$

Damit wird der Matrixparameter g im betrachteten Frequenzbereich

$$g = \frac{g_0}{1 + p\tau'} \approx g_0 \cdot (1 - p\tau') \text{ mit } \tau' = \frac{2r_e}{R + 2r_e} \cdot \tau_s.$$

Die Verlustleitwerte $G_v \approx \frac{G \cdot y_{11}}{\sum y + 2G}$ können wir als frequenzunabhängig betrachten, wenn wir ihre Blindleitwerte an den Toren des Gytrators zu den äußeren Abschlußkapazitäten addieren. Berechnen wir nun erneut die Nullstellengüte aus dem Zähler von Gleichung 5.2.7 nach Formel 1.1.8, so erhalten wir

$$Q \approx Q_0 \cdot \frac{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_r^2}}{1 - 2Q_0 \tau' \omega_r} \quad (5.2.10)$$

Die Güte steigt also mit zunehmender Frequenz ω_r , und zwar wirkt sich die güteanhebende Frequenzabhängigkeit der Steilheit besonders stark aus, wenn Q_0 sehr groß ist (vgl. Abschn. 3.1). Definieren wir eine kritische Frequenz f_{krit} , bei der die Güte $Q = 1$ ist, so errechnet sich f_{krit} durch Nullsetzen des Nenners zu

$$f_{\text{krit}} \approx \frac{R + 2r_e}{4Q_0 r_e} \cdot f_s$$

Die Steilheitsfrequenz $f_s = 1/2\tau' \approx 3 f_T$ ist nach / 69 / etwa das dreifache der Transitfrequenz f_T . Die kritische Grenzfrequenz nimmt für $R = 2 \text{ k}\Omega$ bei Verwendung von Transistoren BCY 59 mit Steilheiten entsprechend einem Kollektorgleichstrom I_c folgende Werte an:

I_c	f_T	f_{krit}
0,3 mA	$\approx 65 \text{ MHz}$	$\approx 0,93 \text{ MHz}$
0,1 mA	$\approx 35 \text{ MHz}$	$\approx 0,18 \text{ MHz}$

Diese berechneten Werte stimmen grob mit denen überein, die man aus der Messung nach Bild 5.2.8 extrapoliert.

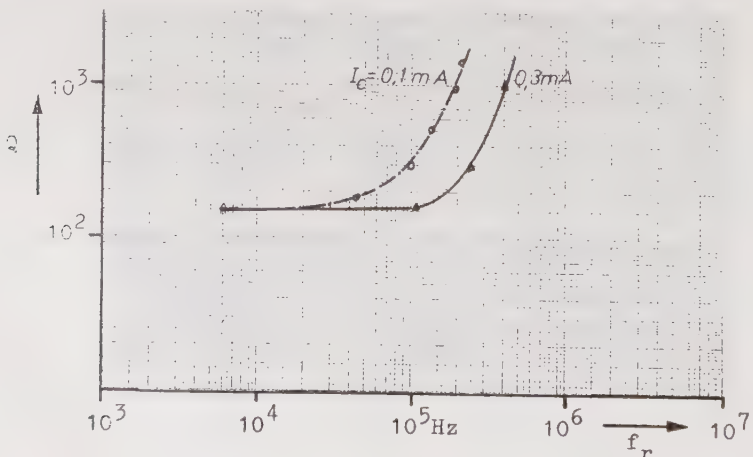


Bild 5.2.8 Einfluß des Kollektorstroms I_c auf die Gyratorgüte Q in Abhängigkeit von der Frequenz f_r , gemessen in Testschaltung TS2 (in Testschaltung TS1 ergeben sich grundsätzlich ähnliche Kurven)

Die Resonanzfrequenz wird durch die Steilheitsgrenzfrequenz zu kleineren Werten hin entsprechend folgender Gleichung verschoben.

$$f_r \approx f_{r0} \frac{1}{\sqrt{1 + \tau_r^2 \cdot \omega^2}} \quad (5.2.11)$$

Diese Änderung der Resonanzfrequenz ist im betrachteten Frequenzbereich hinreichend gering.

Einfluß der Basis-Kollektor-Kapazitäten der Verstärkertransistoren

Eine weitere Quelle parasitärer Frequenzabhängigkeit bilden die Basis-Kollektorkapazitäten der Differenzverstärker-Transistoren. Diese Kapazitäten sind in Bild 5.2.9 mit C_{c1} bis C_{c4} gekennzeichnet. In unseren Testschaltungen (Bild 5.2.6) haben die einseitig geerdeten Kapazitäten C_{c1} und C_{c3} keinen Einfluß auf die Gyrtorgüte, denn da Tor 1 (bzw. Tor 2) am Meßsender liegt, wird durch die Kapazität C_{c1} (bzw. C_{c2}) ein Signalstrom vom Meßsender unmittelbar nach Erde abfließen, der somit nicht stört⁺. Die Ausgangsklemme 2 (bzw. 1) hingegen hat bei der Resonanzfrequenz kaum einen Signalpegel (Nullfilter), so daß der Signalstrom, der in C_{c1} (bzw. C_{c3}) entsteht, gering ist. Diese Feststellungen konnten auch experimentell bewiesen werden.

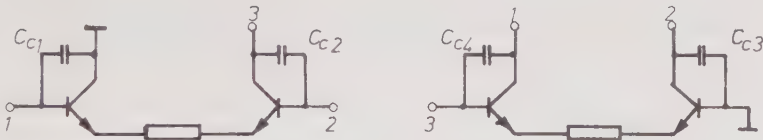


Bild 5.2.9 Kennzeichnung der Basis-Kollektor-Kapazitäten der Verstärkertransistoren des Gyrtors. Diese Figur entspricht Bild 5.2.1, mit Klemme 4 geerdet.

Anders verhält es sich mit den nicht geerdeten Kapazitäten C_{c2} und C_{c4} . Der Einfluß dieser Basis-Kollektor-Kapazitäten auf die Güte ist abhängig von der verwendeten Testschaltung. Gleichung 5.2.12 zeigt Güteabsenkung in Testschaltung TS1 und Güteanhebung in Testschaltung TS2.

$$\begin{aligned} \text{TS1: } Q &= Q_0 \frac{1 + \frac{C_{c2} + C_{c4}}{g} \cdot \omega_r}{1 + Q_0 \cdot \frac{C_{c2} + C_{c4}}{g} \cdot \omega_r} , \\ \text{TS2: } Q &= Q_0 \frac{1 + \frac{C_{c2} + C_{c4}}{g} \cdot \omega_r}{1 - Q_0 \cdot \frac{C_{c2} + C_{c4}}{g} \cdot \omega_r} . \end{aligned} \quad (5.2.12)$$

⁺/ In einer Schaltung mit endlichem Innenwiderstand der Ansteuerspannung sind die Kapazitäten C_c jedoch zu berücksichtigen.

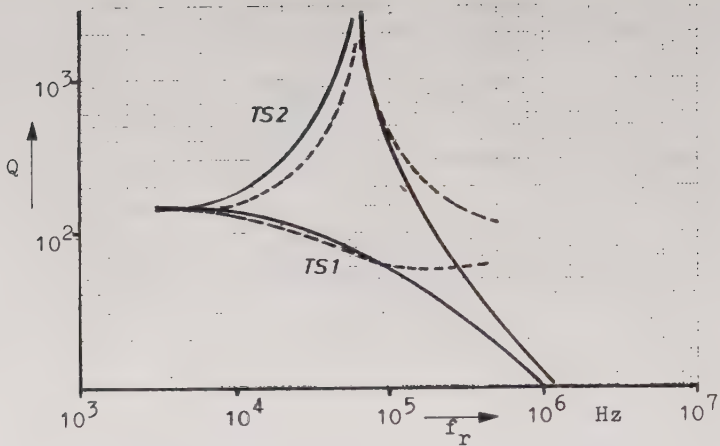


Bild 5.2.10 Gyratorgüte Q in Abhängigkeit von der Frequenz mit künstlich um je 5 pF erhöhter Basis-Kollektor-Kapazität. Ausgezogene Kurven sind berechnet, gestrichelte Kurven gemessen. Der Gyrationwiderstand beträgt 2 k Ω , der Kollektorstrom 0,3 mA (die abweichende Güteanhebung bei höheren Frequenzen ist eine Folge der Messschaltung).

Bemerkenswert ist, daß nur die Summe $C_{c2} + C_{c4}$ der Kapazitäten von Einfluß ist. Bild 5.2.10 zeigt die gemessenen Gütekurven für zusätzliche Basis-Kollektor-Kapazitäten C_{c2} und C_{c4} von je 5 pF. Wie man sieht, stimmen die gemessenen Kurven recht gut mit den berechneten überein. Bei der Berechnung der theoretischen Kurven ist $C_{c2} = C_{c4} = 10$ pF verwendet worden. Dies entspricht ungefähr der tatsächlichen Gesamtkapazität von je ca. 5 pF als Basis-Kollektor-Kapazität der Verstärkertransistoren und 5 pF zugeschalteter Kapazität.

Die durch die Kapazitäten C_{c2} und C_{c4} auftretende Änderung der Resonanzfrequenz ist in beiden Testschaltungen gleich gering und deshalb nicht störend. Die verringerte Resonanzfrequenz beträgt (f_{r0} = ungestörte Resonanzfrequenz)

$$f_r = f_{r0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{C_{c2} + C_{c4}}{g} \cdot \omega_r} \quad (5.2.13)$$

Einfluß von Streukapazitäten der Stromquellen

Je nach der verwendeten Gyratorschaltung gibt es unterschiedliche Streukapazitäten, die das Frequenzverhalten des Gyrators beeinflussen. Der praktisch wichtige Einfluß von Streukapazitäten parallel zu den Stromquellen ist für die monolithisch integrierbare Schaltung nach Bild 5.2.2b von Bedeutung. Sie wird im folgenden behan-

delt. Dazu werden die Streukapazitäten gem. Bild 5.2.11 mit C_{ST1} bis C_{ST7} gekennzeichnet.

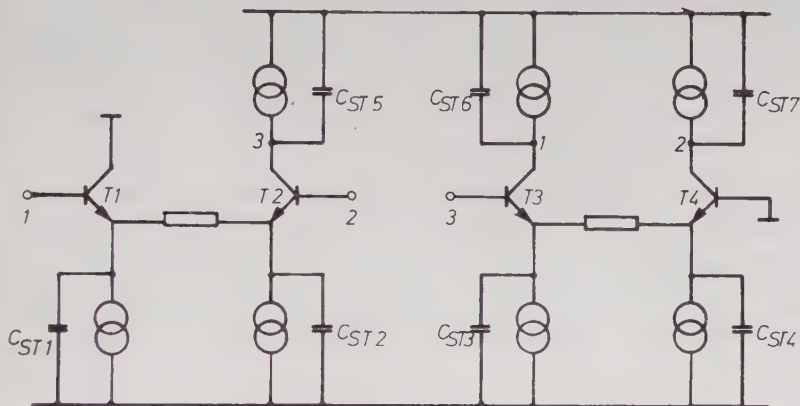


Bild 5.2.11 Prinzipschaltbild des schwimmenden Gytrators mit Stromquellen und ihren parasitären Parallelkapazitäten

Die Streukapazitäten, die parallel zu den Kollektor-Gleichstromquellen liegen, sind mit C_{ST5} , C_{ST6} und C_{ST7} bezeichnet. Diese drei Streukapazitäten liegen zwischen den Anschlußklemmen des Gytrators und Erde und müssen eventuell beim Bau eines Filters in die Filterstruktur eingerechnet werden.

Von den Streukapazitäten parallel zu den Emittterstromquellen haben die Kapazitäten C_{ST1} und C_{ST4} in unseren Testschaltungen keinen Einfluß auf die Gytratorfunktion⁺. C_{ST1} hat deshalb keinen Einfluß, weil der durch eine Signalspannung in ihr auftretende Wechselstrom über Transistor T_1 unmittelbar wieder nach Erde abfließt. Die Kapazität C_{ST4} hat praktisch keinen Einfluß, weil sie durch Transistor T_4 virtuell an Erde liegt, wodurch an dieser Kapazität praktisch keine Signalspannung anliegt.

Die beiden Kapazitäten C_{ST2} und C_{ST3} weisen unterschiedliches Verhalten in den beiden Testschaltungen auf. In Testschaltung TS1 haben sie geringen Einfluß; C_{ST2} deshalb, weil die Spannung an der Ausgangsklemme 2 im Resonanzfall ein Minimum durchläuft und dadurch an C_{ST2} kaum Signalspannung anliegt. Die Kapazität C_{ST3} hingegen zieht ihren Signalstrom in Testschaltung TS1 über Transistor T_3 vom an Punkt 1 angeschlossenen Meßsender und leitet den Strom unmittelbar nach Erde ab.

Im Falle von Testschaltung TS2 jedoch haben beide Kapazitäten C_{ST2} und C_{ST3} einen Einfluß auf die Güte und die Resonanzfrequenz. Die beiden Kapazitäten C_{ST2}

⁺/ Die Fußnote S. 87 gilt sinngemäß.

und C_{ST3} zeigen also unterschiedliche Auswirkungen in den Testschaltungen TS1 und TS2. Die Unsymmetrie des Gytrators wird dadurch mit steigender Frequenz größer. Zur Berechnung des Einflusses dieser beiden Kapazitäten C_{ST2} und C_{ST3} ist es zweckmäßig, den übrigen Gytrator als ideal anzusehen. Dann erhält man eine frequenzabhängige Güte

$$Q \approx \frac{g}{(C_{ST2} + C_{ST3}) \cdot \omega_r} \quad (5.2.14)$$

Die dieser Güte entsprechenden, proportional mit ω_r wachsenden Verluste addieren sich im Sinne einer Störungsrechnung zu den Verlusten, die bei der Berechnung von Gleichung 5.2.14 vernachlässigt wird. Den güteabsenkenden Effekt nach Gleichung 5.2.14 zeigt anschaulich die gestrichelte Gütekurve in Bild 5.2.12. Hier wurde für C_{ST2} und C_{ST3} je eine zusätzliche Kapazität von 5 pF zugeschaltet, um den Effekt deutlich werden zu lassen.

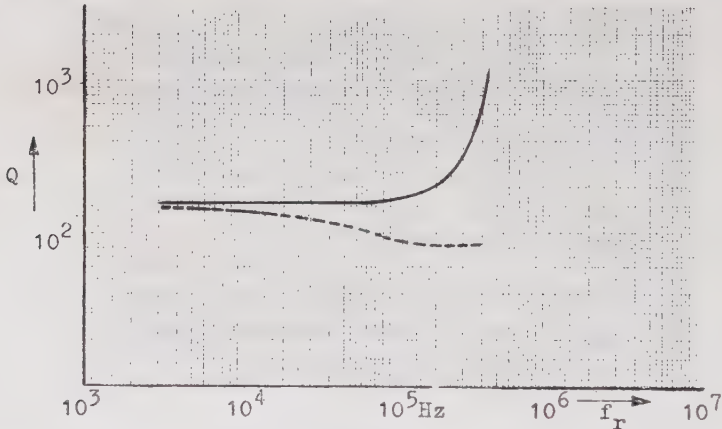


Bild 5.2.12 Einfluß der Streukapazitäten C_{ST2} und C_{ST3} parallel zu den Emittergleichstromquellen auf die Gytratorgüte Q in Abhängigkeit von der Frequenz. Ausgezogene Kurve: ursprüngliche Messung; gestrichelte Kurve: Messung mit zusätzlich eingefügten Kapazitäten von je 5 pF. Der Gytrationswiderstand beträgt 2 k Ω und der Kollektorstrom $I_C = 0,3$ mA.

Die Resonanzfrequenz in Testschaltung TS2 (mit f_{r2} bezeichnet) ändert sich ebenfalls mit den Kapazitäten C_{ST2} und C_{ST3} gegenüber der Soll-Resonanzfrequenz f_{r0} wie folgt:

$$f_{r2} \approx f_{r0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{C_{ST2} \cdot C_{ST3}}{g^2} \cdot \omega_r^2}} \quad (5.2.15)$$

Diese hier beschriebene Unsymmetrie ist klein, und zwar wesentlich kleiner als die in Bild 5.2.7a gemessene. Die Unsymmetrie in Bild 5.2.7a wurde jedoch mit der diskret aufgebauten Schaltung nach Bild 5.2.2c gemessen. Sie beruht auf unterschiedlichen Basis-Kollektor-Kapazitäten der Transistoren, mit denen die Stromquellenbänke aufgebaut sind. Da diese Schaltung jedoch monolithisch nicht integriert werden wird und dieser Effekt in der vorteilhaften monolithisch integrierbaren Schaltung nach Bild 5.2.2b nicht auftritt, betrachten wir ihn nicht weiter.

5.2.4 Phasen- und Verlustkompensation

Um den idealen Gyrator anzunähern, müssen wir die Grundgüte erhöhen und diese möglichst unabhängig von der Resonanzfrequenz f_r machen. Wie wir gesehen haben, tritt aufgrund der Steilheitsgrenzfrequenz im dadurch frequenzabhängigen Gyrationaleitwert g eine Polstelle auf. Die diesem Pol entsprechende Phasendrehung kann mehr oder weniger durch Einführen einer geeigneten Nullstelle kompensiert werden (Phasenkompensation). Solch eine Nullstelle ist am einfachsten durch eine Parallelkapazität C_g zum Gegenkopplungsleitwert $R = 1/G$ zu erreichen. Dadurch werden die Matrix-Elemente g und G_v aus Gleichung 5.2.4 frequenzabhängig wie folgt:

$$g \approx \frac{(G + j\omega C_g) \cdot y_{21}}{j\omega + 2G} \quad \text{und} \quad G_v \approx \frac{(G + j\omega C_g) \cdot y_{11}}{j\omega + 2G} \quad (5.2.16)$$

Im Nenner ist hier der kapazitive Leitwert vernachlässigt worden, weil die hierdurch auftretende Phasendrehung wesentlich geringer ($j\omega \gg G + j\omega C_g$) als die im Zähler auftretende ist. Die kapazitive Komponente von G_v ist zum Abschluß-C addiert zu denken. Um den Einfluß der Kapazität C_g deutlich werden zu lassen, berücksichtigen wir hier die Frequenzabhängigkeit der Transistorsteilheit nicht und erhalten

$$v \approx Q_0 \frac{1}{1 + 2Q_0 \cdot \frac{C_g}{C_0} \cdot \omega_r} \quad (5.2.17)$$

Eine Kapazität C_g parallel zum Gegenkopplungswiderstand R wirkt folglich dämpfend. Diese Güteabsenkung kann die durch die endliche Steilheitsgrenzfrequenz nach Gleichung 5.2.10 verursachte Güteanhebung weitgehend kompensieren, wenn der Wert von C_g geeignet gewählt wird.

Die Wirkung dieser Phasenkompensation veranschaulichen die Gütemessungen, die in Bild 5.2.13 dargestellt sind. Die ausgezogene Kurve zeigt die Güte in Abhängigkeit der Frequenz im unkompensierten Fall. Die Güteanhebung bei höheren Frequenzen rührt im wesentlichen vom Einfluß der endlichen Steilheitsgrenzfrequenz her. Die gestrichelte Meßkurve verdeutlicht die Wirkung der Phasenkompensation durch Einführung einer Kapazität von $C_g = 5 \text{ pF}$ parallel zum Gegenkopplungswiderstand R . Die Güte ist

nach erfolgter Phasenkompensation weitgehend frequenzunabhängig und etwa gleich der Grundgüte Q_0 (genau genommen ist mit $C_g = 5 \text{ pF}$ schon eine gewisse Überkompensation festzustellen).

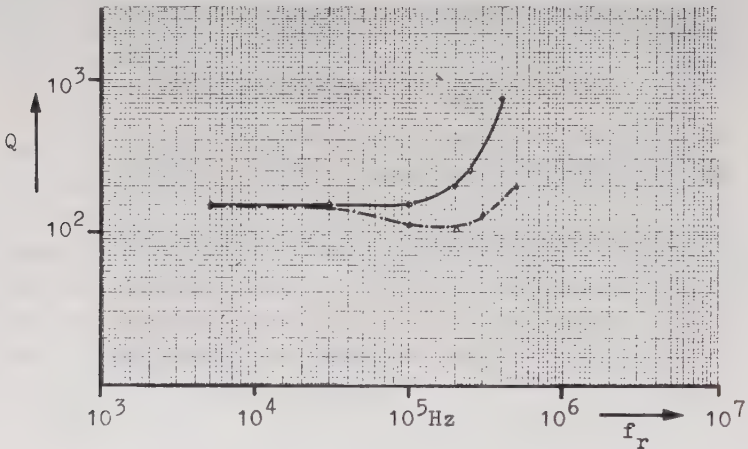


Bild 5.2.13 Gyratorgüte in Abhängigkeit von der Frequenz f_r (ausgezogene Kurve) und mit einer zusätzlichen Kapazität $C_g = 5 \text{ pF}$ parallel zum Gegenkopplungswiderstand $\bar{R}$ (strichpunktierte Kurve). Die Messungen sind mit $R = 2 \text{ k}\Omega$ und $I_c = 0,3 \text{ mA}$ gemacht.

Wenn die so breitbandig realisierte Grundgüte Q_0 für gewisse Anwendungen nicht groß genug sein sollte, empfiehlt sich eine Güteanhebung durch Verlustkompensation. Eine solche Güteanhebung erreichen wir durch Parallelschalten von negativen Widerständen zu den beiden Toren des Gyrtors. Dazu verwenden wir die schwimmenden Negativ-Impedanz-Converter nach Bild 4.2.2 mit dem Widerstand R_N . Der Widerstand R_N wird entsprechend den Verlustleitwerten G_{V1} und G_{V2} in Matrix 5.2.4 zu $R_N = 1/G_{V1} = 1/G_{V2}$ gewählt. Wenden wir die Verlustkompensation auf die diskret aufgebaute Gyrtorschaltung nach Bild 5.2.2c an, so werden die Anschlußklemmen der Negativ-Impedanz-Converter an die Klemmen 1 und 2 bzw. 3 und Erde geschaltet. Auf diese Weise entsteht die Schaltung des verlustkompensierten Gyrtors nach Bild 5.2.14. Die in Bild 4.2.2 vorgesehenen Kollektor-Gleichströme des Negativ-Impedanz-Converters können entfallen, wenn der zusätzliche Gleichstrom von den Kollektor-Gleichstromquellen der Gyrtorschaltung aufgebracht wird. Da die Widerstände R_N groß im Vergleich zu R_g sind und die maximal anliegende Signalspannung ($0,2 \text{ V (eff.)}$) für die Differenzverstärker des Gyrtors und der Negativ-Impedanz-Converter gleich ist, können die Emitter-Gleichstromquellen der Differenzverstärker der Negativ-Impedanz-Converter einen wesentlich kleineren Gleichstrom einprägen, als die Emitter-Strom-

quellen der Differenzverstärker des Gytrators. In unseren Messungen waren die NIC-Stromquellen auf ca. 10 % des Gleichstroms der Gytratorstromquellen eingestellt.

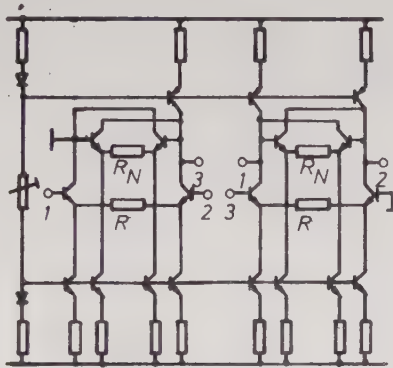


Bild 5.2.14 Gytratorschaltung mit Verlustkompensation

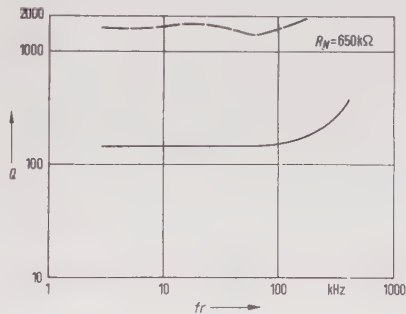


Bild 5.2.15 Güte Q in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz f_r mit Verlust- und Phasenkompensation (gestrichelte Kurve) im Vergleich mit der Güte Q ohne Verlust- und Phasenkompensation (ausgezogene Kurve). Gytrationswiderstand $R = 2 \text{ k}\Omega$.

Die Wirkung einer so ausgeführten Verlustkompensation zeigen die in Bild 5.2.15 dargestellten Messungen des Güteverlaufs über der Frequenz, einmal ohne, einmal mit Verlustkompensation. Hier ist eine Güteanhebung um den Faktor von rund 10 ausgeführt. Wegen zunehmender Toleranzempfindlichkeit mit zunehmender Verlustkompensation (vgl. Par. 2.3.4) ist es in der Praxis nicht empfehlenswert, die Güte höher als etwa 5- bis 10-fach anzuheben.

Eine eventuell vor dieser Verlustkompensation vorgenommene Phasenkompensation

ist notfalls etwas zu korrigieren, da nach Abschn. 3.1 die kritische Grenzfrequenz f_{krit} der Güte durch die Verlustkompensation zu tieferen Frequenzen hin verschoben wird.

5.2.5 Wirkungsgrad und Nichtlinearitäten

Als Wirkungsgrad eines vorliegenden Gytrators definieren wir das Verhältnis der maximal durch den Gytrator verzerrungsfrei transportierbaren Signalleistung zur Gleichstromverlustleistung der Gytratorschaltung. Dieser Wirkungsgrad ist eine praktisch wichtige Größe, da er Auskunft über die aufzuwendende Gleichstromverlustleistung gibt, wenn die maximale Blindleistung einer zu simulierenden Induktivität vorgeschrieben ist. Deshalb berechnen wir im folgenden den Wirkungsgrad unserer Gytratorschaltung nach Bild 5.2.2c.

Durch die direkte Verbindung der Ausgangsklemmen zu den Eingangsklemmen der Differenzverstärker haben die Differenzverstärker-Transistoren eine Kollektor-Emitter-Gleichspannung entsprechend einer Basis-Emitter-Spannung $U_{\text{BE}} \approx 0,6 \text{ V}$. Die Aussteuerung solch einer Anordnung ist demnach bis zu einer (von Spitze zu Spitze gemessenen) Signalspannung $u_{\text{ss}} \approx U_{\text{BE}} \approx 0,6 \text{ V}$ möglich, und daraus ergibt sich eine effektive Signalspannung u_{eff} von maximal $u_{\text{eff}} = u_{\text{ss}} / \sqrt{2} \approx 0,2 \text{ V}$. Diese maximale Effektivspannung u_{eff} liegt auch am Gytrationswiderstand R_g und erzeugt in ihm einen Strom $i_{\text{eff}} = u_{\text{eff}} / R_g$, der seinerseits in die Lastkapazität C des Gytrators fließt und dort die Blindleistung $P_b = i_{\text{eff}}^2 / \omega C = u_{\text{eff}}^2 / R_g^2 \cdot \omega C$ umsetzt. Diese Blindleistung hat bei der Resonanzfrequenz $\omega_r = 1 / R_g \cdot C$ den Wert

$$P_b = \frac{u_{\text{eff}}^2}{R_g} \approx \frac{U_{\text{BE}}^2}{8 \cdot R_g} \quad , \quad (5.2.18)$$

und stellt die maximal transportierbare Signalleistung dar.

Der Kollektorstrom I_c , der notwendig ist, um den von dieser maximalen Signalspannung u_{ss} im Widerstand R_g erzeugten Strom $i_{\text{ss}} = u_{\text{ss}} / R_g$ verzerrungsfrei verarbeiten zu können, muß wenigstens den Wert i_{ss} haben, d.h. $I_c = U_{\text{BE}} / R_g$. Der geforderte Gesamtgleichstrom des Gytrators muß demnach wenigstens 5-mal diesem Strom I_c entsprechen (4 Kollektorströme und eine Stromquellenreferenz).

Zur Berechnung der minimal notwendigen Versorgungsspannung betrachten wir einen Stromquellenzweig, der in Bild 5.2.16 dargestellt ist. Bezogen auf das Klemmengleichpotential 0 V an der Basis eines Differenzverstärker-Transistors T_a hat der Emitter von T_a die Gleichspannung $-0,6 \text{ V}$. An der Basis dieses Transistors soll eine Wechselspannung von maximal $u_{\text{ss}} = U_{\text{BE}} \approx 0,6 \text{ V}$ anliegen können. Das ergibt für den Emitter von T_a eine geringste Momentanspannung von $-0,9 \text{ V}$. Läßt man für die Basis-Kollektor-Spannung des Transistors T_b ebenfalls 0 V zu, so betragen die Gleichspannungen an

Basis und Emitter von T_b $-0,9$ V bzw. $-1,5$ V. Deshalb muß für die negative Versorgungsspannung $V_- < -1,5$ V gelten. Die maximale Momentanspannung an der Basis von T_a beträgt unter den zuvor genannten Bedingungen $0,3$ V. Läßt man für die Basis-Kollektor-Spannung von Transistor T_c auch eine minimale Spannung von 0 V zu, so beträgt die notwendige Basisgleichspannung von T_c $0,3$ V. Deshalb muß die Emittergleichspannung $0,9$ V und die positive Versorgungsspannung $V_+ 0,9$ V sein

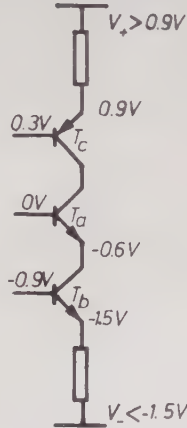


Bild 5.2.16 Ein Stromflußzweig des schwimmenden Gytrators mit eingetragenen Gleichspannungen

Die minimale Versorgungsgesamtspannung $V_+ - V_-$ muß also wenigstens $0,9$ V $- (-1,5$ V) $= 2,4$ V betragen. Daraus ergibt sich eine minimale Gleichstromverlustleistung P_- von

$$P_- = (V_+ - V_-) 5 I_c = (V_+ - V_-) \cdot \frac{5 \cdot U_{BE}}{R_g} \quad (5.2.19)$$

Also ist der maximale Wirkungsgrad $\eta_{\max}$ unabhängig vom Gytrationswiderstand R_g

$$\eta_{\max} = \frac{P_b}{P_-} = \frac{U_{BE}}{40 \cdot (V_+ - V_-)} \approx \frac{1}{160} \quad (5.2.20)$$

Dieser Wert des maximalen Wirkungsgrades ist zwar für eine schwimmende Gytrator-schaltung gut, mit geerdeten Gytratoren lassen sich jedoch erheblich bessere Wirkungs- grade erzielen, wie im folgenden Abschnitt 5.3 anhand eines neuen Gytrators gezeigt werden wird. Bemerkenswert ist ferner der Umstand, daß die minimale Gleichstromver- lustleistung P_- nach Gleichung 5.2.19 sehr gering gehalten werden kann, z.B. für $R_g = 5$ k Ω sind Werte bis herab zu 1 mW möglich bei einem Aussteuerbereich von etwa $0,2$ V (eff.) / 70 /.

Parasitäre Nichtlinearitäten

Die Eigenschaften elektronischer Bauelemente ändern sich mit der Temperatur, Aussteuerung und häufig auch mit der Größe der Versorgungsspannung. So ändern sich auch die Gytratoreigenschaften. Für die Änderung des Gytrationswiderstandes R_g mit der angelegten Signalspannung ist die nichtlineare Kennlinie des Transistors ausschlaggebend, da der Emitterwiderstand r_e Teil des Gytrationswiderstandes R_g ist ($R_g = R + 2r_e$) und der Mittelwert $\bar{r}_e$ mit zunehmender Aussteuerung größer wird:

$$\bar{r}_e = \frac{\left(\frac{U_T}{I_c + i}\right)}{\frac{U_T}{I_c}} = \frac{U_T}{I_c} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \frac{dt}{1 + \frac{u_{ss}}{2R \cdot I_c} \cos \omega t} = \frac{U_T}{I_c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2u_{eff}^2}{R^2 I_c^2}}}, \quad (5.2.21)$$

erhalten wir mit $\bar{R}_g = R + 2\bar{r}_e$

$$\frac{\Delta f}{f_r} \approx \frac{\frac{\sqrt{1 - 2u_{eff}^2/R^2 I_c^2} - 1}{1 + \frac{I_c \cdot R}{2U_T} \sqrt{1 - 2u_{eff}^2/R^2 I_c^2}}}{1 + \frac{I_c \cdot R}{2U_T} \sqrt{1 - 2u_{eff}^2/R^2 I_c^2}}. \quad (5.2.22)$$

In den Gleichungen 5.2.21 und 5.2.22 bezeichnet U_T die Temperaturspannung (26 mV), I_c den Kollektor-Gleichstrom und u_{eff} bzw. $u_{ss} = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot u_{eff}$ die Aussteuerung, die im Gegenkopplungswiderstand R einen Signalstrom i bewirkt. Die errechneten Resonanzfrequenzänderungen stimmen sehr genau mit den gemessenen in Bild 5.2.17 überein. Eine Verbesserung dieser Frequenzabhängigkeit läßt sich, falls erforderlich, durch eine Erhöhung des Kollektorstrom I_c und damit der Gleichstromverlustleistung erreichen.

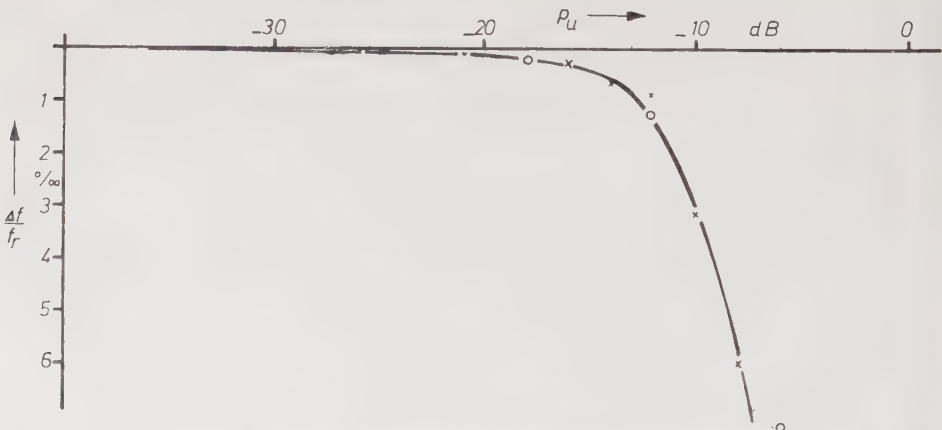


Bild 5.2.17 Relative Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit von Signalpegel P_u . x gemessen, o berechnet (0 dB = 0,707 V eff.)

Die gemessene Änderung der Güte und der Resonanzfrequenz mit einer Änderung Δ der Versorgungsspannung $V = V_+ - V_-$ gibt Bild 5.2.18 wieder. Die Grundänderung, d.

die Änderung bei tiefen Frequenzen (hier 7 kHz) beruht auf der Änderung des Kollektorgleichstroms I_c , der sich proportional mit der Versorgungsspannung ändert, da der Referenzstrom durch einen Widerstand R_{DC} zusammen mit der Versorgungsspannung bestimmt wird. Die zusätzliche Änderung der Güte mit der Frequenz (80 kHz im Vergleich mit 7 kHz) nach Bild 5.2.18b beruht auf einer Änderung von Basis-Kollektor-Kapazitäten in den Stromquellen und den mit der Frequenz zunehmenden Einfluß dieser Kapazitäten auf die Gyratorgüte. In der Praxis läßt sich die Versorgungsspannung V immer ohne großen Aufwand auf Werte besser als $\pm 5\%$ stabilisieren, wodurch die Abhängigkeit der Güte und Resonanzfrequenz hinreichend klein gehalten werden kann.

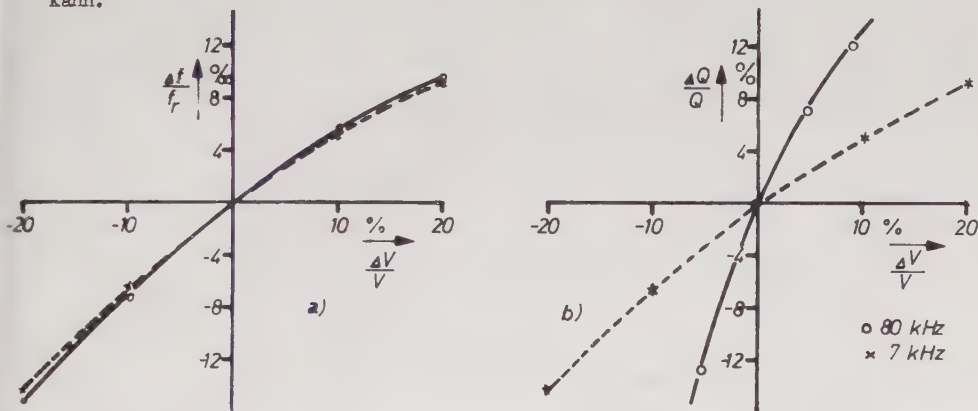


Bild 5.2.18 Einfluß der Versorgungsspannungsänderung ΔV auf die Resonanzfrequenz (a) und die Güte (b). Die Messung gilt für $R = 1 \text{ k}\Omega$ und $I_c = 1 \text{ mA}$.

Zuletzt sei noch die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz angegeben. Aus der Messung nach Bild 5.2.19 ergibt sich bei einem Gegenkopplungswiderstand R von $1 \text{ k}\Omega$ und einem Kollektorgleichstrom $I_c = 1 \text{ mA}$ eine Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz von $\alpha_{f_r} = 65 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Dieser Meßwert resultiert aus dem Temperaturkoeffizienten der Widerstände R von $\alpha_R = -230 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$, dem Temperaturkoeffizienten der Kapazitäten von $\alpha_c = +25 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und den Temperaturkoeffizienten der Gyratorschaltung. Aus der theoretischen Ableitung des Temperaturkoeffizienten ergibt sich

$$\alpha_{f_r} \approx \alpha_c - \frac{R}{R+2r_e} \cdot \alpha_R - \frac{2r_e}{R+2r_e} \cdot \alpha_{r_e} \quad (5.2.23)$$

wobei $\alpha_{r_e} = 3 \cdot 10^{-3}/^\circ\text{C}$ den Temperaturkoeffizienten der Emitterwiderstände r_e der Differenzverstärker-Transistoren darstellt. Der gemessene Temperaturkoeffizient von $65 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ stimmt sehr genau mit dem theoretischen Temperaturkoeffizienten von

$\alpha_{f_r} = 45 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ überein. Eine Temperaturkompensation ist möglich, indem geeignete passive Bauelemente (R und C) mit vorbestimmten Temperaturkoeffizienten verwendet werden. Dies ist heute bereits eine erfüllbare Forderung, beispielsweise an die Dünnschichttechnologie.

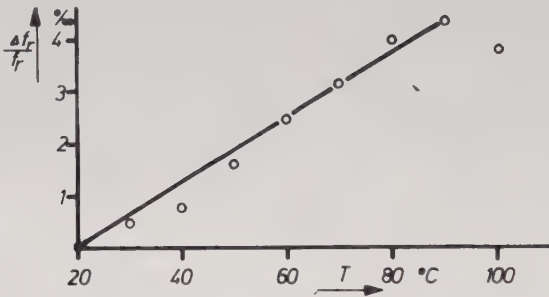


Bild 5.2.19 Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz

5.2.6 Zusammenstellung der Merkmale des schwimmenden Y-Gyrators

Vorteile:

- 1) Simulierung geerdeter und erdfreier Induktivitäten mit einem Typ von Gyrator möglich.
- 2) Geringe Verlustleistung (bis 1 mW herunter möglich).
- 3) In weitem Bereich wählbarer Gyrationenwiderstand.
- 4) Gut monolithisch integrierbar.
- 5) Breitbandige Verlustkompensation möglich.
- 6) Gute Symmetrie der Schaltung.
- 7) Frequenzbereich bis einige hundert kHz.
- 8) In weitem Bereich frei wählbare Versorgungsspannung.
- 9) Gleichströme unabhängig von der Versorgungsspannung mit einem Widerstand R_{DC} einstellbar.

Nachteile:

- 1) Beschränkung des Signalpegels auf 0,2 V (eff.) für einen Gyrator in dieser einfachen Form.
- 2) Relativ starker Einfluß von Streukapazitäten auf die Gyratorgüte in der diskret aufgebauten Schaltung.
- 3) Gewisse Nichtlinearität infolge r_e .
- 4) Gleichstrompfad zur Erde nötig (siehe Seite 30).

5.3. Neuer geerdeter Y-Gyrator

In diesem Abschnitt wird ein geerdeter Y-Gyrator vorgestellt, der sich bei der Anwendung in Gyrator-C-Filtern bestens bewährt (siehe Kap. 6). Der Gyrator ist unter Verwendung der beiden Stromquellen von Abschn. 4.1 entworfen. Die verwendeten stromgesteuerten Stromquellen sind jedoch verallgemeinert mit einer Stromverstärkung $n \neq 1$ bzw. einer Stromabschwächung $\mu \neq 1$. Die Verwendung von Quellen mit Stromverstärkung ergibt einerseits eine Verbesserung der Grundgüte (Par. 5.3.2), andererseits eine Verbesserung des Wirkungsgrades (Par. 5.3.4). Die Quellen mit Stromabschwächung (Par. 5.3.1) dienen zur Verlustkompensation. Innerhalb dieser Gyratorschaltung gibt es kaum noch Streukapazitäten, die sich auf das Frequenzverhalten der Güte auswirken, doch liegt parallel zu den Abschlußstoren eine Streukapazität (Par. 5.3.2), die beim Bau von Filtern unter Umständen berücksichtigt werden muß. Eine Phasenkompensation kann im Falle von Anwendung bei höheren Frequenzen, wie beim schwimmenden Y-Gyrator, durch Parallelschalten einer Kapazität C_g zum Gyrationenwiderstand (Par. 5.3.3) geschehen. Zuletzt werden die Nichtlinearitäten angegeben (Par. 5.3.4) und die Eigenschaften dieses Gyrtors im Vergleich mit dem schwimmenden Gyrator nach Abschn. 5.2 zusammengestellt.

5.3.1 Entwurf und Ausführung der Schaltung

Wie alle Y-Gyratoren beruht auch dieser Y-Gyrator auf der Antiparallelschaltung zweier spannungsgesteuerter Stromquellen. Bei der hier angegebenen Schaltung wurde auf eine hohe Aussteuerbarkeit und eine hohe transportierbare Signalleistung Wert gelegt. Um dies zu erreichen, wurde jede der beiden spannungsgesteuerten Stromquellen mit einem emittergegekoppelten Transistor und einer stromgesteuerten Stromquelle aufgebaut, wie Bild 5.3.1 für die erste der beiden Quellen zeigt. Dabei wandelt die spannungsgesteuerte Stromquelle, gebildet aus dem Transistor T_1 und dem Widerstand R , gemäß Bild 5.3.1 die Signalspannung u_1 in einen Signalstrom i_u , der die n -fach stromverstärkende Stromquelle ansteuert. Der Ausgangsstrom i_n dieser Stromquelle fließt über das Ausgangstor ab. Die Steilheit g dieser zweistufigen Quelle beträgt daher, idealen Transistor T_1 vorausgesetzt ($\beta \rightarrow \infty$),

$$g = - \frac{n}{R} . \quad (5.3.1)$$

Um die spannungsgesteuerte Stromquelle verlustfrei ansteuern zu können, führen wir den Eingangssignalstrom i/β des realen Transistors T_1 durch eine weitere stromgesteuerte Stromquelle mit dem Verstärkungsfaktor $\mu = 1/\beta$ zu, wie im Prinzipschaltbild 5.3.2 gezeigt wird.

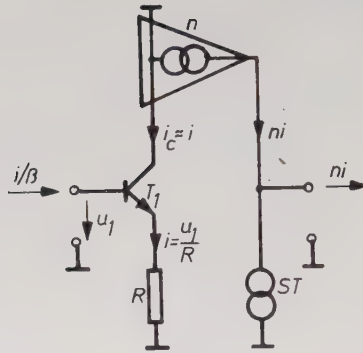


Bild 5.3.1 Prinzipschaltbild der spannungssteuerten Stromquelle, gebildet aus einem gegengekoppelten Transistor T_1 und einer n-fach stromverstärkenden Stromquelle. ST ist eine Gleichstromquelle.

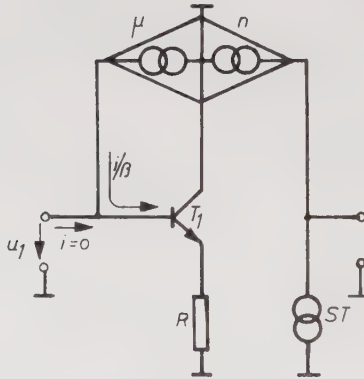


Bild 5.3.2 Spannungsgesteuerte Stromquelle mit einer zusätzlichen stromgesteuerten Stromquelle der Verstärkung $\mu = 1/\beta$ zur verlustfreien Ansteuerung

Die zweite spannungsgesteuerte Stromquelle mit entsprechend umgekehrter Phasenlage des Ausgangsstroms zeigt Bild 5.3.3. In dieser Schaltung wurde der niedrige Eingangswiderstand der stromgesteuerten Stromquelle ausgenutzt. Deren freie Eingangsklemme kann als virtuelle Erde angesehen werden, so daß die Eingangssignalspannung u_1 über Transistor T_1 nur am Gegenkopplungswiderstand R liegt. Der in R gebildete Signalstrom i steuert direkt die n-fach stromverstärkende Stromquelle an, die dem Ausgangstor einen Signalstrom ni einprägt. Die Steilheit g dieser Quelle lautet demnach, wieder idealen Transistor T_2 vorausgesetzt, $g = n/R$, hat also das umgekehrte Vorzeichen der Steilheit der ersten Quelle. Durch die stromabschwächende Stromquelle

mit der Verstärkung $\mu = 1/\beta < 1$ gelingt auch hier eine verlustfreie Ansteuerung, wie in Bild 5.3.3 dargestellt.

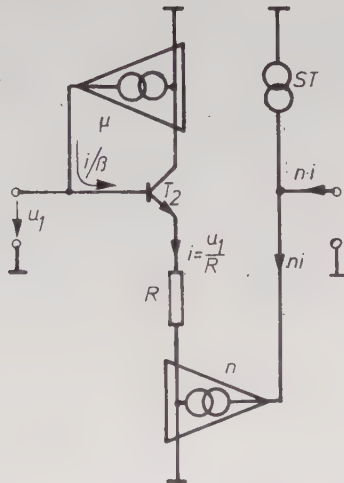


Bild 5.3.3 Spannungsgesteuerte Stromquelle mit Phasenumkehr. ST ist eine Gleichstromquelle.

Durch die antiparallele Zusammenschaltung beider Quellen nach Bild 5.3.2 und 5.3.3 ergibt sich der in diesem Abschnitt beschriebene Gyrator. Sein Gesamtschaltbild ist in Bild 5.3.4 dargestellt. Die Gleichstromquelle ST in Bild 5.3.2 und die n-fach verstärkende Stromquelle in Bild 5.3.3 sind in identischer Weise als Wilson-Stromquellen mit einer Stromverstärkung 2 nach Abschn. 4.1 ausgeführt. Die Stromverstärkung 2 ist in diskretem Aufbau dadurch realisiert, daß der als Diode geschaltete Transistor in Bild 4.1.3 hier durch eine Parallelschaltung zweier Transistoren ersetzt worden ist (um einen Transistor doppelter Fläche nachzubilden). Zum Zwecke der besseren Übereinstimmung der Transistorkennlinien haben die Transistoren mit Basisverbindung je einen Gegenkopplungswiderstand $r = 100 \Omega$ in der Emittierzuleitung. Die n-fach verstärkende Stromquelle in Bild 5.3.2 und die Gleichstromquelle ST in Bild 5.3.3 sind in ganz entsprechender Weise als Wilson-Quellen nach Abschn. 4.1 aufgebaut, jedoch in komplementärer Ausführung mit pnp-Transistoren. Die beiden der Verlustkompensation der Basisströme dienenden abschwächenden μ -fach ($\mu < 1$) verstärkenden Stromquellen in Bild 5.3.2 und 5.3.3 sind als einfachere Stromquellen mit pnp-Transistoren ausgeführt. Diese Stromquellen sind in Par. 5.3.3 näher beschrieben. Die Steuereingänge der beiden Gleichstromquellen ST des Gyrators sind durch einen Widerstand R_{DC} miteinander verbunden.

Dieser Widerstand bestimmt daher die Größe des gemeinsamen Ansteuerstroms I_{ref} der beiden Gleichstromquellen ST. Daher lassen sich durch Einstellung von R_{DC} die Gleichstrompotentiale an den nicht geerdeten Klemmen von Tor 1 bzw. Tor 2 festlegen. Tor 1 sollte zweckmäßigerweise gleichspannungsfrei gegen Erdpotential sein. Wenn dies der Fall ist, ist die Gleichspannung gegen Erdpotential an Tor 2 etwa $-1,2\text{ V}$ (entsprechend etwa zwei Basis-Emitter-Spannungen, siehe S. 110 oben). Diese Torspannungen stellen sich weitgehend selbständig ein, wenn für R_{DC} ungefähr der Wert $2R$ gewählt wird und die Versorgungsspannungen symmetrisch sind, $V_+ = -V_-$.

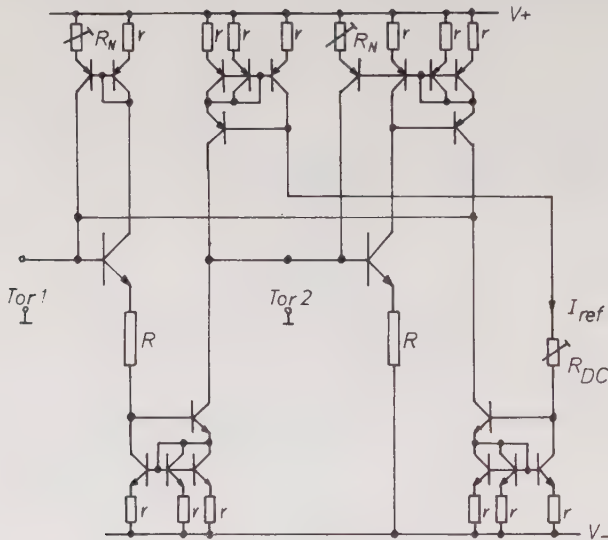


Bild 5.3.4 Ausgeführtes Schaltbild des Gyrtors, entsprechend Bild 5.3.2 und 5.3.3

Die Gyrtorschaltung wurde hybrid integriert. Die Widerstände und Leitungsbahnen sind in Dünnschichttechnik auf einem Glassubstrat aufgebracht. Die Transistoren in SOT-23-Miniaturgehäuse sind vom Typ BCW 60 und BCW 61. Diese Transistoren sind diskret in die Schaltung eingelötet. Die Fotografie eines solchen Gyrtors zeigt Bild 5.3.5.

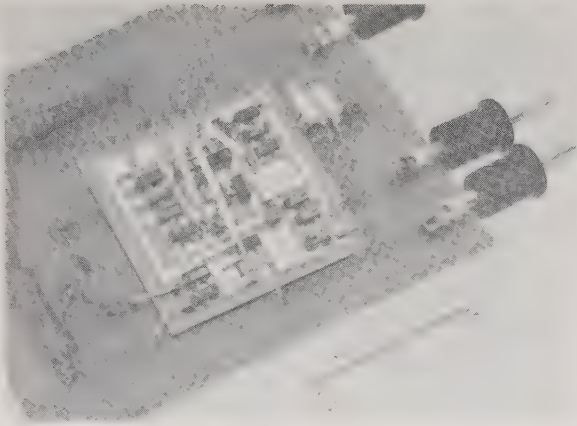


Bild 5.3.5 Fotografie des hybrid integrierten Gytrators nach dem Schaltbild in Bild 5.3.4

5.3.2 Grundgüte und Frequenzverhalten

Zur Berechnung der Grundgüte Q_0 des geerdeten Y-Gytrators gehen wir von der Prinzipschaltung nach Bild 5.3.6 aus. Die in Bild 5.3.2 und 5.3.3 eingeführten der Verlustkompensation dienenden stromgesteuerten Stromquellen mit $\mu < 1$ sind hier weggelassen. Die Gytrationswiderstände R_{g1} und R_{g2} setzen sich aus den Widerständen R und den Emitterwiderständen r_e der Transistoren T_1 bzw. T_2 und, im Fall der zweiten spannungsgesteuerten Stromquelle, dem Eingangswiderstand R_{ST} der stromgesteuerten Stromquelle zusammen. Unter Berücksichtigung des Stromverstärkungsfaktors n gilt deshalb $R_{g1} = (R + r_{e1})/n$ bzw. $R_{g2} = (R + r_{e2} + R_{ST})/n$. Da die zu R hinzutretenden Widerstände im allgemeinen hinreichend klein im Vergleich zu R sind, vernachlässigen wir diese für die folgenden Betrachtungen. Damit ist entsprechend Gleichung 5.3.1 $R_{g1} = R_{g2} = R_g = R/n$. Vernachlässigen wir ferner die Ausgangsleitwerte der stromgesteuerten Stromquellen und betrachten als Verlustleitwerte nur ihre Eingangsleitwerte, so erhalten wir für die Grundgüte Q_0 den Ausdruck

$$Q_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\beta \cdot R}{R_g} = \frac{\beta}{2} \cdot n.$$

Also ist die Grundgüte nach oben hin nicht mehr durch $\beta/2$ beschränkt, sondern durch $n \cdot \beta/2$. Die Einführung einer Stromverstärkung n ist insbesondere bei monolithischer Schaltungsintegration von Vorteil, wenn die erreichbaren β -Werte nicht groß genug sind.

Wie die Experimente gezeigt haben, sind die Ausgangsleitwerte der Stromquellen in der Praxis nicht mehr vernachlässigbar klein, und die Güte steigt deshalb unterproportional mit dem Stromverstärkungsfaktor n . Folgende Grundgüten wurden gemessen:

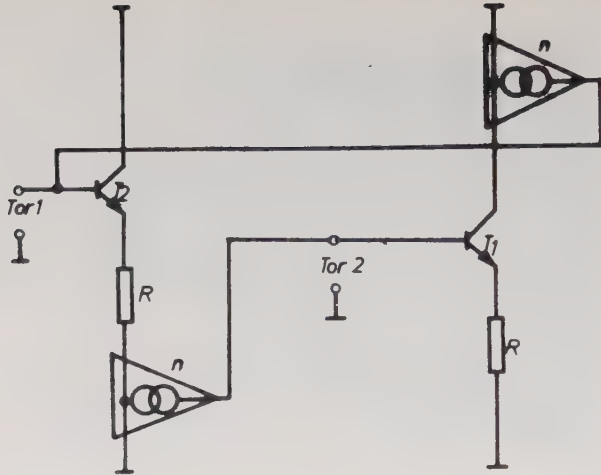


Bild 5.3.6 Wechselstromprinzipschaltbild des geerdeten Grundgyrators

n	Q_0
1	140
2	220
3	250

Weiters wurde ein Versuch mit ausgesuchten Transistoren gemacht. Dabei wurden als Eingangstransistoren solche mit $\beta \approx 1000$ verwendet, um für einen Einsatz von Super- β -Transistoren die Grundgüte abschätzen zu können. Die erreichte Grundgüte mit $n = 2$ betrug 300, woraus sich zeigen läßt, daß für Super- β -Transistoren ($\beta > 10000$) mit Werten der Grundgüte > 400 zu rechnen ist. Beim Einsatz von Super- β -Transistoren muß jedoch beachtet werden, daß die maximale Versorgungsspannung ($V_+ - V_-$) auf Werte kleiner 5 V beschränkt bleiben muß, um diese Transistoren mit extrem niedrigen Basis-Kollektor-Durchbruchspannungen nicht zu gefährden.

Bei diesem Gyrator wird die relativ geringe parasitäre Frequenzabhängigkeit der Steilheit der Eingangstransistoren und vom Frequenzverhalten der stromgesteuerten Stromquellen bestimmt. Die endliche Steilheit der Eingangstransistoren T_1 und T_2 wirkt in der gleichen Weise güteanhebend wie in Par. 5.2.3 beim schwimmenden Y-Gyrator beschrieben.

Bei den stromgesteuerten Stromquellen gibt es einerseits die Frequenzabhängigkeit des Stromverstärkungsfaktors n , die auf der Frequenzabhängigkeit des Stromverstärkungsfaktors β der Transistoren beruht und sich genau wie die endliche Steilheit der Eingangstransistoren auf die Güte Q auswirkt; andererseits gibt es den Einfluß der Basis-Kollektor-Kapazität C_{BC} des Ausgangstransistors der stromgesteuerten Stromquellen, der sich auf die Resonanzfrequenz auswirkt. Im folgenden be-

trachten wir diese Kapazität C_{BC} (Bild 5.3.7) und zeigen, daß diese Kapazität mit einem Faktor versehen als Streukapazität parallel zum Ausgangstor der Stromquelle und damit parallel zu einem Tor des Gytrators liegend betrachtet werden muß, also kaum Einfluß auf das Frequenzverhalten der Güte hat.

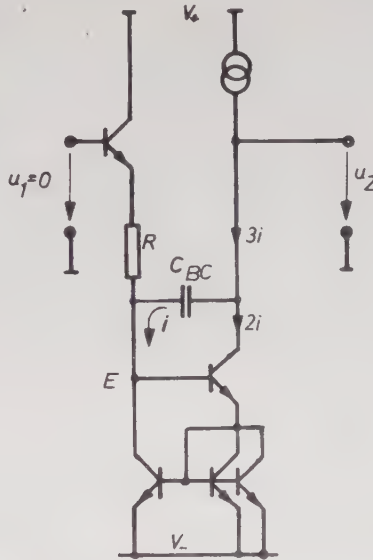


Bild 5.3.7 Eine der spannungsgesteuerten Stromquellen mit stromgesteuerter Stromquelle ($n = 2$) und der Basis-Kollektor-Kapazität C_{BC} des Ausgangstransistors.

Der Einfachheit halber betrachten wir die spannungsgesteuerte Stromquelle mit einer Signalspannung $u_1 = 0$, um den zu untersuchenden Effekt deutlich werden zu lassen. Eine am Ausgang anliegende Signalspannung u_2 liegt auch an der Kapazität C_{BC} , die mit ihrer anderen Anschlussklemme am Eingangstor der stromgesteuerten Stromquelle, also virtuell an Erde liegt (Punkt E in Bild 5.3.7). In der Kapazität C_{BC} entsteht somit ein Strom $i = u_2 \cdot pC_{BC}$, der die stromgesteuerte Stromquelle ansteuert. Dieser Strom erscheint am Ausgangstor mit dem Faktor $n = 2$ multipliziert, also als Strom $2i$. Der Gesamtstrom, der damit in die Ausgangsklemme hineinfließt, ist damit $ni + i = 3i$. Das heißt, die Kapazität C_{BC} kann durch eine Kapazität $3C_{BC}$ parallel zum Ausgangstor ersetzt werden. Mit $C_{BC} \approx 5 \text{ pF}$ beträgt demnach diese Streukapazität am Ausgang 15 pF . Das Ausgangstor wird jedoch nicht nur, wie jetzt betrachtet, von der spannungsgesteuerten Stromquelle angesteuert, sondern noch von einer Gleichstromquelle, die entsprechend aufgebaut ist. In dieser Gleichstromquelle tritt der gleiche Effekt auf, so

daß die Streukapazität C_{par} parallel zum Ausgangstor doppelt so groß ist, also ca. 30 pF beträgt.

Um den Einfluß der Streukapazität C_{par} experimentell zu bestätigen, haben wir den relativ hohen Gyationswiderstand $R_g = 5 \text{ k}\Omega$ gewählt, um den Effekt bei relativ niedrigen Frequenzen beobachten zu können, und die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von den extern zugeschalteten Kapazitäten $C_{\text{ex}} = C - 2nC_{\text{BC}}$ gemessen. Wie Bild 5.3.8 zeigt, erhalten wir für die reziproke Kapazität $1/C_{\text{ex}}$ und in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz f_r eine Kurve, die von der Geraden $1/C = \omega_r \cdot R_g$ oberhalb 100 kHz abweicht. Aus dem Unterschied zwischen der Kurve und der Geraden ergibt sich $C_{\text{par}} \approx 30 \text{ pF}$, ein Ergebnis, das unsere Überlegung von vorhin quantitativ bestätigt. Die Vervielfachung der Streukapazität mit dem Stromverstärkungsfaktor n ist in der Praxis jedoch weniger kritisch, da der Gyationswiderstand umgekehrt proportional mit n abnimmt. Bei einer gegebenen Resonanzfrequenz $\omega_r = 1/R_g$, die die Lastkapazitäten C des Gyators erfordert, ist also das Verhältnis der Lastkapazität C zur Streukapazität $C_{\text{par}} = 2nC_{\text{BC}}$ konstant, unabhängig von n .

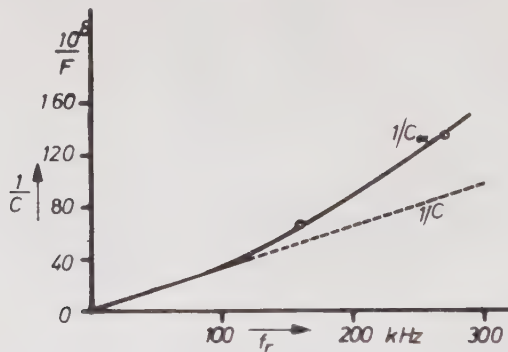


Bild 5.3.8 Nichtlinearer Zusammenhang zwischen dem Reziprokwert $1/C_{\text{ex}}$ der extern angeschlossenen Lastkapazitäten C_{ex} des Gyators und der Resonanzfrequenz f_r infolge von Streukapazitäten parallel zu den Toren.

Wie sich ferner experimentell gezeigt hat, hat der Wert der Gegenkopplungswiderstände r , die wir im diskret aufgebauten Gyator zur Linearisierung der Transistor-kennlinien in den Gleichstromquellen verwenden, einen Einfluß auf die Frequenzabhängigkeit der Güte. Die gemessene kritische Grenzfrequenz f_{krit} (die Frequenz, bei der $Q = \infty$ ist) für verschiedene Widerstandswerte r beträgt:

r	f_{krit}
600 Ω	40 kHz
320 Ω	50 kHz
150 Ω	60 kHz

Es zeigt sich also, daß die kritische Grenzfrequenz bei umso höheren Frequenzen liegt, je kleiner die Linearisierwiderstände r sind. Diese Tatsache spricht für eine monolithische Integration, bei der die Linearisierwiderstände ganz entfallen können. Die kritische Grenzfrequenz dürfte dann bei noch höheren Frequenzen zu erwarten sein.

In Bild 5.3.9 ist die gemessene Güte Q in Abhängigkeit von der Frequenz f_r für den hybrid integrierten Gyrator und damit für $r = 100\Omega$ aufgetragen. Die kritische Grenzfrequenz f_{krit} liegt bei ca. 60 kHz.

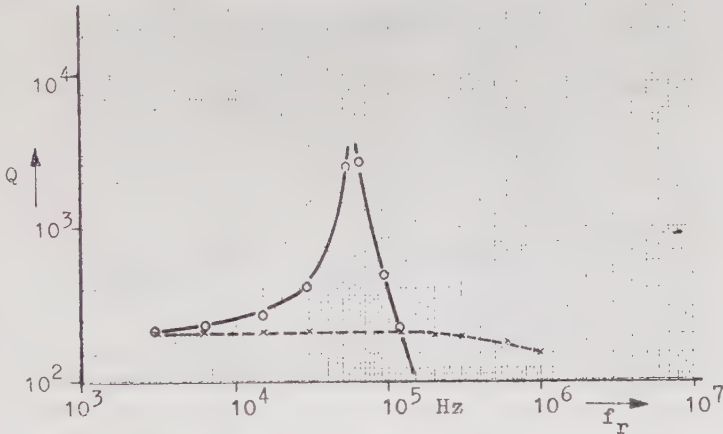


Bild 5.3.9 Gyratorgüte Q in Abhängigkeit von der Frequenz f_r (ausgezogene Kurve), gemessen für $r = 100\Omega$ und $R_g = 0,5\text{ k}\Omega$. Die gestrichelte Kurve zeigt die Gyratorgüte nach Phasenkompensation durch eine entsprechend gewählte Kapazität C_g parallel zum Widerstand R (vgl. folgenden Paragraphen).

5.3.3 Phasenkompensation und Verlustkompensation

Soll der Gyrator eine weitgehend konstante Güte in Abhängigkeit von der Frequenz haben, so ist eine Phasenkompensation zweckmäßig, die wie beim schwimmenden Y-Gyrator (vgl. Par. 5.2.3) durch eine Kapazität C_g parallel zum den Gyrationenwiderstand bestimmenden Widerstand R geschehen kann. Ein Beispiel für den Güteverlauf eines auf diese Weise phasenkompensierten Gyrators zeigt die gestrichelte Kurve in Bild 5.3.9, die tatsächlich bis fast 0,5 MHz konstant bleibt.

Der Wert der zur optimalen Phasenkompensation notwendigen Kapazität C_g ist abhängig vom verwendeten Widerstand $R = R_n$, von der Versorgungsspannung und von der Strom-

verstärkung n . Für den praktisch wichtigen Fall $n = 2$ und $(V_+ - V_-) = 8 \text{ V}$ ist der Wert der Kapazität C_g in Abhängigkeit von R in Bild 5.3.10 angegeben.

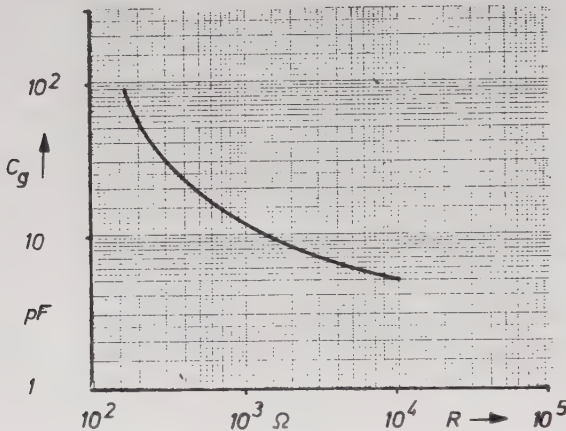


Bild 5.3.10 Erforderliche Parallelkapazität C_g in Abhängigkeit vom Widerstand R zur optimalen Phasenkompensation für eine Versorgungsspannung $\frac{1}{2} 4 \text{ V}$ und einen Stromverstärkungsfaktor $n = 2$ (Meßwerte).

Zur Verlustkompensation eignen sich negative Leitwerte parallel zu den Abschluß-toren, wie wir bereits in Par. 2.3.4 gesehen haben. Solche negativen Leitwerte lassen sich mit der in Abschn. 4.2 angegebenen modifizierten Wilson-Quelle sehr günstig realisieren. Hier zeigen wir einen weiteren Weg, die Verlustkompensation durchzuführen. Dazu verwenden wir die in Par. 5.3.1 angegebenen abschwächenden stromgesteuerten Stromquellen¹⁴. Die Ausführung dieser Quellen ist in Bild 5.3.4 gezeigt. Die Quellen bestehen aus einem Transistor und einem als Diode geschalteten Transistor, an der die Steuerspannung für den ersten Transistor abfällt. Beide Transistoren haben in der Emitterleitung Gegenkopplungswiderstände r bzw. R_N . Die Signalabschwächung wird durch das Widerstandsverhältnis r/R_N erreicht. Der Vorteil dieser Verlustkom-pensation liegt darin, daß das Verhältnis r/R_N weitgehend unabhängig vom Gyration-s-widerstand R_g ist und im wesentlichen von der Stromverstärkung β der Eingangstran-sistoren des Gytrators abhängt. Mit den im hybrid integrierten Gytrator verwendeten Transistoren BCW 60, BCW 61 und $r = 100 \Omega$ beträgt der Widerstand R_N ca. $25 \text{ k}\Omega$. Durch Einführen dieses Widerstandes wird die Güte auf Werte $Q > 1000$ angehoben. Um die-se so erhaltene verlustkompensierte Güte frequenzunabhängig zu machen, würde die zur Phasenkompensation notwendige Kapazität C_g noch etwas vergrößert. Die so erhaltene gemessene Güte ist in Bild 5.3.11 für zwei unterschiedliche Gytrationswiderstände in Abhängigkeit von der Frequenz angegeben.

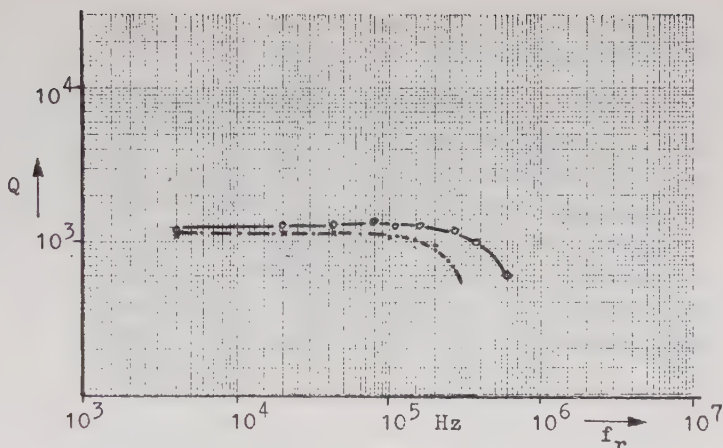


Bild 5.3.11 Gyratorgüte Q in Abhängigkeit von der Frequenz für einen Gyrationwiderstand von $R_g = 500 \Omega$ (ausgezogene Kurve) und $R_g = 5 \text{ k}\Omega$ (strichpunktierte Kurve)

Die in Bild 5.3.11 dargestellten gemessenen Gütekurven zeigen die ausgezeichneten Eigenschaften dieses Gyrtors. Für Güten $Q > 1000$ war eine Güteanhebung um ungefähr einen Faktor 5 notwendig, womit nach Par. 2.3.4 eine Empfindlichkeitssteigerung ebenfalls um den Faktor 5 zu erwarten ist. Diese Empfindlichkeitssteigerung ist jedoch als nicht sehr kritisch zu betrachten, weil hier die Grundgüte Q_0 bereits ziemlich groß ist.

5.3.4 Wirkungsgrad und Nichtlinearitäten

Zur Berechnung des Wirkungsgrades betrachten wir das Prinzipschaltbild des Gyrtors mit Verlustkompensation (Bild 5.3.12). In diesem Prinzipschaltbild sind entsprechend Bild 5.3.4 die Gleichspannungen eingetragen (der Gleichspannungsabfall an den Linearisierwiderständen r der Stromquellen n fällt bei dieser Betrachtung nicht ins Gewicht und wird vernachlässigt). Die Versorgungsspannungen seien $V_+ > 0$ und $V_- < 0$.

Zunächst betrachten wir die Wilson-Quelle in Bild 4.1.3; ihre Eingangsklemme, Punkt E, hat eine konstante Gleichspannung gegenüber dem Potential der Versorgungsspannung von $2 U_{BE}$. Die Gleichspannung der Ausgangsklemme, Punkt A, soll bezogen auf die Versorgungsspannung nicht weniger als $2 U_{BE}$ betragen. Berücksichtigen wir diese Werte für die Gleichspannungen an den Eingängen und Ausgängen der stromgesteuerten Stromquellen in Bild 5.3.12, so können wir den Punkten 1, 3, 4 und 5, die in Schaltbild 5.3.12 eingetragen sind, Extremwerte der Spannungen zuordnen, die bei einer Wechselspannungsaussteuerung gerade nicht erreicht werden dürfen, wenn keine

Verzerrungen auftreten sollen.

Weiters bestimmen wir die Gleichspannungen gegen Erde an den Toren des Gyrtors. Tor 1 sollte zweckmäßig an Klemme 1 Erdpotential haben, d.h. 0 V. Damit beträgt das Gleichpotential an Punkt 2, dem Emitter von T_2 , $-U_{BE}$ und an Widerstand R in der Emitterleitung von T_2 liegt eine Gleichspannung von $U_R = -U_{BE} - (V_- + 2 U_{BE}) = -V_- - 3 U_{BE}$. Diese Gleichspannung liegt auch am zweiten Widerstand R in der Emitterleitung von T_1 (beide Widerstände R werden vom gleichen Gleichstrom I durchflossen). Deshalb ist die Gleichspannung an Punkt 6, dem Emitter von T_1 , $-3 U_{BE}$. Das Gleichpotential an Tor 2 (Punkt 5) beträgt somit $-2 U_{BE}$.

Wir betrachten nun jene maximalen Signalspannungsamplituden, die an den Toren auftreten dürfen, ohne daß Begrenzung eintritt. Liegt an Tor 2 eine Wechselspannung, so darf die negative Halbwelle maximal die Amplitude $u_x = U_R - U_{BE}$ haben. Der maximale Signalspannungshub (Spitze, Spitze) kann demnach $2 \cdot u_x$ betragen. Durch die positive Halbwelle einer gleich großen Wechselspannung tritt an Tor 1 eher Begrenzung auf als an Tor 2. Die maximale Amplitude an Tor 1 kann $V_+ - 2 U_{BE}$ betragen und soll gleich u_x sein. Daraus ergibt sich für die positive Versorgungsspannung $V_+ = u_x + 2 U_{BE}$. Hat man eine negative Versorgungsspannung V_- gewählt, so ergibt sich für maximale Aussteuerung die positive Versorgungsspannung $V_+ = U_R + U_{BE} = -V_- - 2 U_{BE}$. Betragsmäßig kann also die positive Versorgungsspannung V_+ um etwa $1,2 V = 2 U_{BE}$ kleiner sein als die negative Versorgungsspannung V_- . Die maximal transportierbare Signalleistung (Blindleistung) wird (vgl. Gl. 5.2.5)

$$P_B = \left(\frac{u_x}{\sqrt{2}} \right)^2 \cdot \frac{1}{R_g}, \quad (5.3.3)$$

wobei $R_g = \frac{R}{n}$ ist.

Zur Berechnung der Gleichstrom-Verlustleistung P_- brauchen wir noch die Gleichströme I und entsprechend einer n-fachen Stromverstärkung die Ströme $n \cdot I$, die ebenfalls in Bild 5.3.12 eingetragen sind. Der Gesamtgleichstrom beträgt daher $(3I + 2nI)$ mit $I = U_R/R$. Die Gleichstromverlustleistung P_- des Gyrtors beträgt somit

$$P_- = (V_+ - V_-) \cdot (3I + 2nI) = (V_+ - V_-) (3 + 2n) \frac{U_R}{R}. \quad (5.3.4)$$

Zur Abkürzung schreiben wir $U_{BB} = V_+ - V_-$. Damit wird

$$\begin{aligned} u_x &= U_{BB}/2 - 3 U_{BE} \\ U_R &= U_{BB}/2 - 2 U_{BE} \end{aligned}$$

Führen wir diese Werte in Gleichung 5.3.3 und 5.3.4 ein, so erhalten wir für den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{P_B}{P_-} = \frac{\left(1 - 6 \frac{U_{BE}}{U_{BB}} \right)^2}{4 \cdot \left(1 - 4 \frac{U_{BE}}{U_{BB}} \right) (2 + 3/n)}. \quad (5.3.5)$$

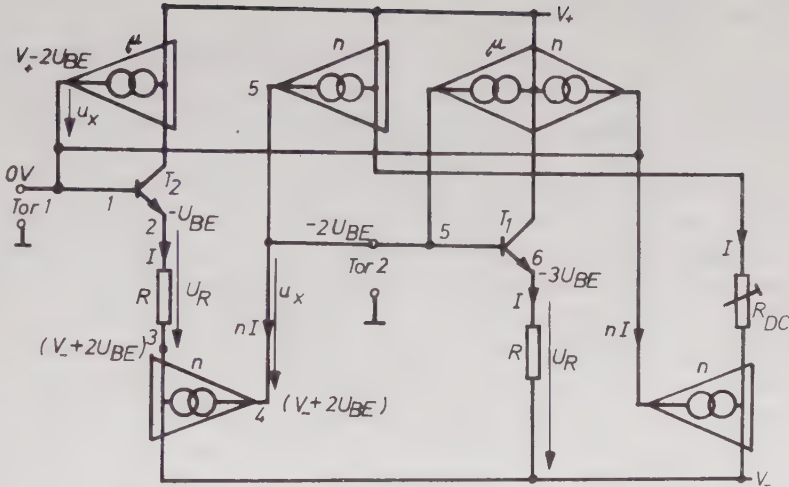


Bild 5.3.12 Prinzipschaltbild des Gytrators mit eingetragenen Gleichspannungen

Für $U_{BB} = 8 \text{ V}$, $U_{BE} = 0,6 \text{ V}$ und $n = 2$ erhalten wir z.B. einen Wirkungsgrad von

$$\eta = \frac{1}{19 (1+3/2n)} = 3 \% . \quad (5.3.6)$$

Dieses Ergebnis konnte auch experimentell mit $\eta_l = 1/30$ bei einem Gytrationswiderstand von $R_g = 0,5 \text{ k}\Omega$, $U_{BB} = 8 \text{ V}$ und $n = 2$ bestätigt werden.

Eine Verbesserung dieses Wirkungsgrades besteht darin, an Tor 2 gleiche Gleichspannungsverhältnisse wie an Tor 1 zu erzeugen. Dies gelingt, indem der Gegenkopplungswiderstand R in der Emitterleitung von T_1 nicht direkt mit der negativen Versorgungsspannung verbunden wird, sondern über zwei Dioden. Dann ist die Gleichspannung an Tor 2 ebenfalls Null und die Begrenzung an Tor 2 tritt ebenso wie an Tor 1 am ehesten beim Auftreten der positiven Halbwelle einer Wechselspannung auf. Dadurch steigt der Wirkungsgrad wie folgt:

$$\eta = \frac{1-5 \cdot U_{BE}/U_{BB}}{8 (1+3/2n)} = \frac{1}{13 (1+3/2n)} . \quad (5.3.7)$$

Aus den Gleichungen 5.3.5 und 5.3.7 ersieht man, daß der Wirkungsgrad mit zunehmender Verstärkung $n > 1$ und größer werdender Versorgungsspannung zunehmend günstiger wird. Das theoretische Maximum für $U_{BB} = 8 \text{ V}$ und $n = \infty$ beträgt $\eta = \frac{1}{13}$. Dieser viel günstigere Wirkungsgrad als bei schwimmenden Y-Gytratoren unterstreicht unsere in Abschn. 2.1 aufgestellte Forderung nach Entwicklung zweier Gytrortypen, einer schwimmenden und einer geerdeten Version.

Parasitäre Nichtlinearitäten

Im folgenden diskutieren wir am Beispiel von Messungen und einigen Überschlagsrechnungen die Abhängigkeit der wichtigen Gyratorparameter Güte und Resonanzfrequenz von der Versorgungsspannung, von der Signalaussteuerung und von der Temperatur.

In Abhängigkeit von der Versorgungsspannung ändern sich die Transistorgleichströme und -gleichspannungen mehr oder weniger. Dies hat zwar keinen Einfluß auf die grundsätzliche Gyratorfunktion, aber ein gradueller Einfluß auf Güte und Resonanzfrequenz eines Gyratorschwingkreises besteht. Mit geringer werdendem Kollektorgleichstrom nimmt die Transistorsteilheit und die Steilheitsgrenzfrequenz ab. Infolgedessen tritt die güteanhebende Wirkung der verringerten Steilheitsgrenzfrequenz schon bei niedrigeren Resonanzfrequenzen in Erscheinung, wenn die Versorgungsspannung reduziert wird. Dies zeigen deutlich die Messungen an einem verlust- und phasenkompensierten Gyrator mit $R_g = 500 \Omega$ für um $\pm 5\%$ geänderte Versorgungsspannungen, die in Bild 5.3.13a dargestellt sind. Die Güteanhebung für kleinere Versorgungsspannungen ist beim Einsatz von Gyratoren in Filtern unkritisch, solange der Absolutbetrag der Güte $|Q|$ größer als eine bestimmte Schranke bleibt. Es können meist auch negative Gütewerte zugelassen werden, da die Abschlußwiderstände eines Filters dämpfend wirken. Bei größer werdender Versorgungsspannung wird die Güte entsprechend kleiner, es zeigt sich jedoch, daß die Güte erst oberhalb 100 kHz kleiner 1000 wird.

Die Resonanzfrequenz f_r ändert sich ebenfalls mit der Versorgungsspannung, da die stromabhängigen Emitterwiderstände r_e der Eingangstristoren additiv in die Größe des Gyrationswiderstandes R_g eingehen. Die Änderungen von r_e wirken sich im Verhältnis r_e/R_g auf die Größe des Gyrationswiderstandes aus. In unserer Schaltung ist dieses Verhältnis jedoch unabhängig von R_g weitgehend konstant gleich $2,5\%$, wenn die Versorgungsspannung $V_+ - V_- = 8 \text{ V}$ beträgt. Diese Konstanz rührt davon her, daß die Kollektorgleichströme I_c der Transistoren T_1 und T_2 verkehrt proportional zum Gyrationswiderstand $R_g \approx R/n$ sind und daher die Emitterwiderstände $r_e = U_T/I_c$ proportional zum Gyrationswiderstand sind.

Da die Versorgungsspannung auch auf die Größe der Basis-Kollektor-Kapazitäten v Einfluß ist, ist die gemessene Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung auch noch in geringem Maß von der betrachteten Resonanzfrequenz abhängig. Die gemessene Resonanzfrequenzänderung ist gemäß Bild 5.3.13b zwar etwas größer als dies aufgrund der Änderung der Emitterwiderstände r_e der Fall sein sollte, doch läßt sie sich hinreichend klein halten, indem man die Versorgungsspannung entsprechend stabilisiert oder aber erhöht. Zwar wird die in Par. 5.3.2 beschriebene Streukapazität mit steigender Versorgungsspannung kleiner, aber im Verhältnis zu den geringeren Lastka-

pazitäten des Gyrators bei höheren Frequenzen fallen ihre Änderungen mit der Versorgungsspannung stärker ins Gewicht.

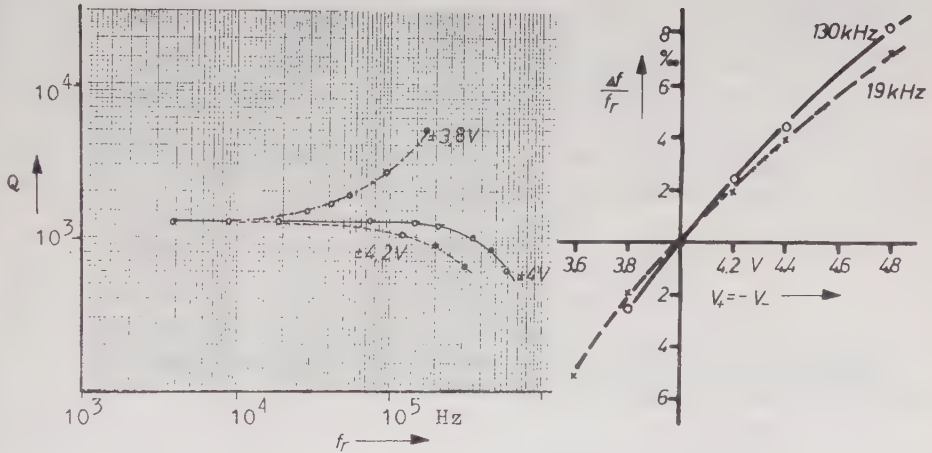


Bild 5.3.13a Güte Q in Abhängigkeit von der Frequenz mit der Versorgungsspannung als Parameter

Bild 5.3.13b Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung $V_+ = -V_-$ mit der Frequenz als Parameter

Ähnlich wie die Versorgungsspannung hat auch die Aussteuerung einen Einfluß auf Resonanzfrequenz und Güte. Wegen der Nichtlinearität der Transistorkennlinie hat der Emitterwiderstand r_e der Eingangstristoren mit zunehmender Aussteuerung einen steigenden Einfluß auf den Gyrationswiderstand R_g . Mit zunehmender Aussteuerung durch den Emitterwechselstrom i steigt der Mittelwert $\bar{r}_e$ der Emitterwiderstände und entsprechend steigt der Gyrationswiderstand R_g . Wir berechnen diesen Mittelwert $\bar{r}_e$ des Emitterwiderstandes durch zeitliche Integration über eine Periode $T = 2\pi/\omega$ des Emitterwechselstroms $i = (u_{ss}/2R) \cdot \cos \omega t$:

$$\bar{r}_e = \left(\frac{U_T}{I+1} \right) = \frac{U_T}{I} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \frac{dt}{1 + \frac{u_{ss}}{2V} \cos \omega t} = \frac{U_T}{I} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u_{ss}^2}{4V^2}}} \quad (5.3.8)$$

Dabei bedeutet u_{ss} die Amplitude der die Basis des Transistors ansteuernden Signalspannung, U_T die Temperaturspannung (26 mV) und $V = R \cdot I$ die Gleichspannung, die infolge des Emittergleichstroms I am Widerstand R abfällt. Es vergrößern jedoch nicht nur die Emitterwiderstände der Eingangstristoren den Widerstand R , sondern auch der Min-gangswiderstand der 2-fach verstärkenden stromgesteuerten Stromquelle in der phasen-

umkehrenden spannungsgesteuerten Stromquelle. Dieser Eingangswiderstand beträgt ungefähr $2r_e$ (ziemlich genau trifft dies zu, wenn die Gegenkopplungswiderstände r in Bild 5.3.4 Null sind, wie bei monolithischer Ausführung der Fall sein wird). Der mittlere Gyrationwiderstand $\bar{R}_g$ (hier als geometrisches Mittel der beiden Übertragungswiderstände des Gytrators definiert) beträgt demnach

$$\bar{R}_g \approx \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(R + \bar{r}_e)(R + 3\bar{r}_e)} \approx \frac{1}{2} \cdot (R + 2\bar{r}_e). \quad (5.3.9)$$

Aus den beiden Gleichungen 5.3.8 und 5.3.9 errechnet sich daher die relative Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit von der Aussteuerung u_{eff} zu

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} \approx \frac{\sqrt{1 - 2u_{\text{eff}}^2/V^2} - 1}{1 + \frac{V}{2U_T} \sqrt{1 - 2u_{\text{eff}}^2/V^2}}. \quad (5.3.10)$$

Diese Aussteuerungsabhängigkeit der Resonanzfrequenz f_r stimmt sehr genau mit der gemessenen Abhängigkeit in Bild 5.3.14a überein.

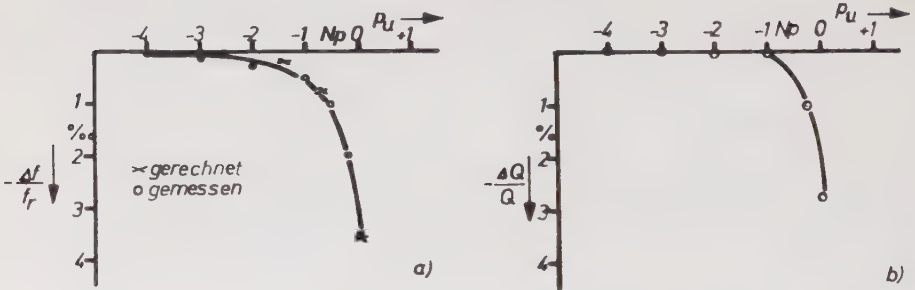


Bild 5.3.14a Relative Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit vom Signalpegel p_u

Bild 5.3.14b Gemessene relative Güteänderung in Abhängigkeit vom Signalpegel p_u
 $R_g = 500 \Omega$, $f_r = 6 \text{ kHz}$, $0 \text{ Np} \equiv 0,707 \text{ V (eff.)}$

Wie die Messungen, die in Bild 5.3.14b wiedergegeben sind, zeigen, ist auch die Güte vom verwendeten Signalpegel abhängig. Die Güte nimmt mit zunehmender Aussteuerung geringfügig ab, weil die als Verluste wirkenden Ausgangsleitwerte der Stromquellen etwas ansteigen. In der Praxis fällt die Änderung der Güte gegenüber der Änderung der Resonanzfrequenz nicht ins Gewicht.

Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit betrachten wir wiederum die Resonanzfrequenz und die Güte eines Schwingkreises in Abhängigkeit von der Temperatur. Mit

$R_g \approx (R+2r_e)/n$ und $n \approx 2(1-3/2B)$ im Falle unseres diskret aufgebauten Gytrators mit gleichen Lastkapazitäten C erhalten wir folgende Resonanzfrequenz:

$$\omega_r \approx \frac{2(1-3/2B)}{(R+2r_e) \cdot C} \quad (5.3.11)$$

Hieraus berechnet sich der Temperaturkoeffizient der Resonanzfrequenz

$\alpha_f = \frac{1}{f_r} \cdot \frac{\partial f_r}{\partial T}$ in Abhängigkeit von dem Temperaturkoeffizienten α_R der Widerstände R , α_C der Kapazitäten, α_{r_e} des Transistor-Emitterwiderstandes und α_B der Stromverstärkung wie folgt.

$$\alpha_f = - \underbrace{\frac{R}{R+2r_e} \cdot \alpha_R - \alpha_C}_{\alpha_p} - \underbrace{\frac{2r_e}{R+r_e} \cdot \alpha_{r_e} + \frac{3}{2B} \cdot \alpha_B}_{\alpha_g} \quad (5.3.12)$$

Dieser Temperaturkoeffizient kann als Summe zweier Temperaturkoeffizienten α_p und α_g dargestellt werden; α_p stellt den resultierenden Temperaturkoeffizienten der passiven Elemente R und C dar, α_g stellt den Temperaturkoeffizienten des aktiven Teils des Gytrators dar. In unseren Falle lagen folgende Temperaturkoeffizienten vor, nämlich für die Widerstände $\alpha_R \approx -230 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$, für die Kondensatoren $\alpha_C \approx -110 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und für die Temperaturkoeffizienten der Transistorparameter $\alpha_{r_e} \approx 3000 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und $\alpha_B \approx 6000 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Setzen wir diese Werte und die Werte $R = 1 \text{ k}\Omega$, $I = 2 \text{ mA}$ ein, die der Messung zugrunde lagen, so erhalten wir einen Temperaturkoeffizienten der passiven Bauteile zu $\alpha_p = 334 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und einen resultierenden Temperaturkoeffizienten der aktiven Teile des Gytrators zu $\alpha_g = -57 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Der gesamte Temperaturkoeffizient $\alpha_f = \alpha_p + \alpha_g$ ist daher $\alpha_f = 277 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$, ein Wert, der recht gut mit den bis $+80^\circ$ gemessenen Abhängigkeit nach Bild 5.3.15a übereinstimmt. Wegen des geringen Temperaturkoeffizienten α_g ist es sinnvoll, passive Elemente C , R ebenfalls mit geringer Temperaturabhängigkeit zu wählen. Zweckmäßig wählt man die passiven Elemente R und C mit solchen Temperaturkoeffizienten, daß $\alpha_p = -\alpha_g$ ist, so daß eine Temperaturkompensation vorliegt. Da das Verhältnis R/r_e für alle R -Werte konstant ist (konstante Versorgungsspannung $V_+ - V_-$ vorausgesetzt) sind diese Aussagen repräsentativ und nicht auf spezielle R -Werte beschränkt.

Die Abhängigkeit $Q \sim \frac{B}{2} \cdot n$ der Güte Q von der Temperatur ist durch die Temperaturabhängigkeit der Stromverstärkung B gegeben. Sie ist also recht groß, speziell bei tiefen Temperaturen $< 0^\circ\text{C}$. Reicht die Arbeitstemperatur tatsächlich bis zu so niedrigen Temperaturen, so muß entweder die Grundgüte um etwa 30 % erhöht werden, oder der der Verlustkompensation dienende Widerstand R_N braucht im Vergleich zu r eine entsprechend ausgewählte Temperaturabhängigkeit, so daß mit tiefer werdenden Temperaturen eine stärkere Entdämpfung auftritt, die Güte also ungefähr konstant bleibt.

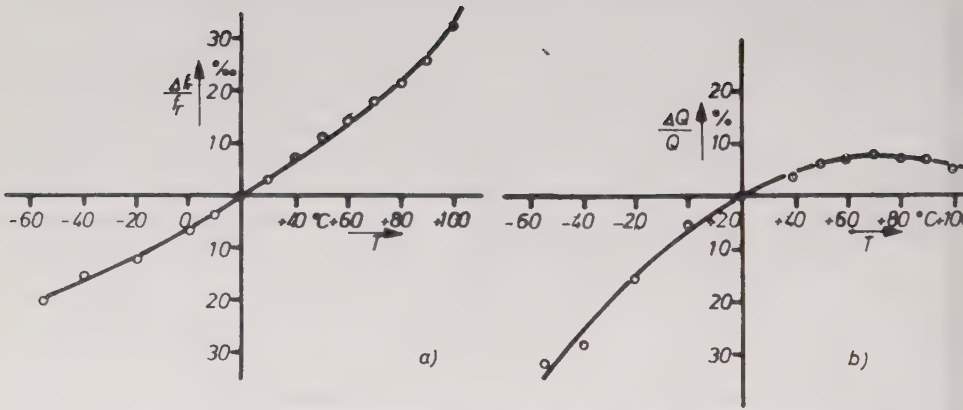


Bild 5.3.15 Resonanzfrequenz (a) und Güte (b) in Abhängigkeit von der Temperatur für $R_g = 500 \Omega$ und bei 6 kHz.

5.3.5 Zusammenstellung der Merkmale des geerdeten Y-Gyrators

Vorteile:

- 1) Hoher Aussteuerbereich (4 V Spitze - Spitze bei ± 4 V Versorgungsspannung)
- 2) Hoher Wirkungsgrad ($\approx \frac{1}{30}$)
- 3) Gute Grundgüte für $n = 2$: $Q_0 = 220$
- 4) Frequenzbereich bis einige hundert kHz
- 5) Gute monolithische Integrierbarkeit
- 6) Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz primär nur von den passiven Bauelementen abhängig
- 7) Gyrationswiderstand R_g im Bereich von 200Ω bis $10 \text{ k}\Omega$ wählbar
- 8) Breitbandige Verlustkompensation möglich, so daß $Q = 1000$ frequenzunabhängig bis 500 kHz erreichbar
- 9) Versorgungsspannung wählbar im Bereich ± 2 V bis ± 6 V
- 10) Aussteuerbereich unabhängig vom verwendeten Gyrationswiderstand R_g
Temperaturabhängigkeit konstant für unterschiedliche R_g
- 11) Leichte Arbeitspunkteinstellung durch Regelwiderstand und kein Gleichstrompfad zur Masse nötig

Nachteil (insbesondere im Vergleich mit dem schwimmenden Gyrator nach Abschn. 5.2):

Gleichstromverlustleistung (wie beim schwimmenden Y-Gyrator abhängig vom Gyrationswiderstand) relativ hoch

6. Realisierung einiger Filterstrukturen

In diesem Kapitel wird anhand zweier Tiefpassfilter und eines Bandpassfilters die Funktionstüchtigkeit der in dieser Arbeit (Abschn. 5.2 und 5.3) beschriebenen Y-Gyratoren gezeigt. Beim ersten Tiefpass mit 4 kHz Grenzfrequenz wurde auf möglichst kleine Verlustleistung Wert gelegt. Die Realisierung erfolgte daher mit den schwimmenden Y-Gyratoren nach Abschn. 5.2. Der zweite Tiefpass mit 500 kHz Grenzfrequenz zeigt, daß die schwimmenden Y-Gyratoren auch bei hohen Frequenzen noch einsatzfähig sind. Mit den geerdeten Y-Gyratoren nach Abschn. 5.3 wurde ein Bandpassfilter 14. Grades aufgebaut, das mit konventionellen Spulen schwierig zu realisieren ist. Bei diesem Filter sind mit Spulen nur schwer die notwendigen Güten zu erreichen, und eine Realisierung würde voluminös.

6.1 Sprachkanal-Tiefpassfilter mit 3,4 kHz Grenzfrequenz

Dieses Sprachkanal-Tiefpassfilter sollte mit einer möglichst geringen Verlustleistung auskommen. Die LC-Schaltung in Bild 6.1a zeigt die konventionelle Realisierung. Sie entspricht einem Cauer-Tiefpass C 05 1047 / 64 / mit 5 k Ω Abschlußwiderständen. Die schwimmenden Y-Gyratoren eignen sich besonders gut zur unmittelbaren Ausführung dieses Filters in Gyrator-C-Technik. Bei Filtern dieser Art kommt der Vorteil der schwimmenden Gyratoren voll zur Geltung, da in diesem Filter jede Induktivität nur durch je einen kapazitiv abgeschlossenen Gyrator ersetzt wird. Eine Realisierung mit geerdeten Gyratoren benötigt dagegen wenigstens die doppelte Anzahl von Gyratoren. Die freie Wählbarkeit der Gyrationswiderstände gestattet, jeden Gyrator mit gleichen Kapazitäten an beiden Toren abzuschließen. Der dazu erforderliche Gyrationswiderstand ist nach der Formel $R_g = \sqrt{\frac{L}{C}}$ zu ermitteln. Die verwendeten Gyratoren sind dementsprechend bemessen und haben dadurch maximale Güte (vgl. Par. 2.3.3). In dem hier angegebenen Filter betragen die Werte der Gyrationswiderstände 12 k Ω und 5,5 k Ω . In Bild 6.1b ist die äquivalente Gyrator-C-Realisierung angegeben.

In Bild 6.2 ist der gemessene Verlauf der Betriebsdämpfung a_b des mit schwimmenden Gyratoren realisierten Filters gezeigt. Bis zu einer Aussteuerung von -17 dB (≈ 100 mV) tritt praktisch keine Änderung des Dämpfungsverlaufs auf. Für höhere Aussteuerungen (beispielsweise -14 dB) ergeben sich bereits Verschleifungen an der Durchlaßkante. Die gesamte Gleichstromverlustleistung beträgt 4,5 mW, bei einer Versorgungsspannung von $(V_+ - V_-) = 5$ V. Der Betrieb der schwimmenden Gyratoren war in diesem Filter sehr unkritisch, da über die Abschlußwiderstände von nur 5 k Ω hinreichend niederohmige Gleichstromverbindung der schwimmenden Tore der Gyratoren zur Erde besteht. Infolgedessen sind die Arbeitspunkte der Transistoren des Gyrators sehr stabil.

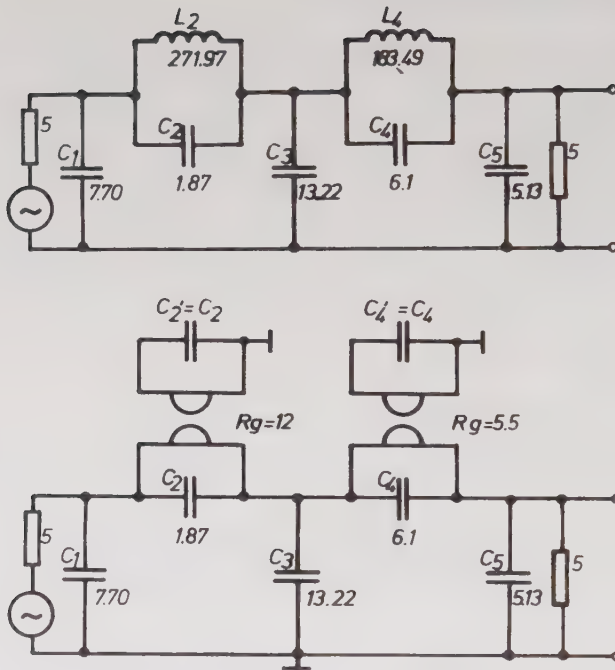


Bild 6.1 Sprachkanal-Tiefpassfilter 5. Ordnung nach Cauer C 05 1047

(a) in konventioneller LC-Realisierung

(b) in äquivalenter Gyrator-C-Realisierung

Kapazitäten in nF, Induktivitäten in μH , Widerstände in k Ω

6.2 Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 500 kHz

Da Tiefpassfilter besonders gut mit schwimmenden Y-Gyratoren gebaut werden können, wurde ein weiteres Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 500 kHz gebaut, um die Funktionsfähigkeit des in Abschn. 5.2 beschriebenen Y-Gyrators bei höheren Frequenzen zu demonstrieren. Die Schaltung des Tiefpassfilters in konventioneller LC-Technik ist in Bild 6.3 wiedergegeben. Die Schaltung der Gyrator-C-Realisierung entsteht aus der LC-Schaltung wieder durch Ersetzen der beiden Induktivitäten durch je einen schwimmenden kapazitiv belasteten Gyrator. Die Gyratoren hatten optimale Gyrationenwiderstände $R_g = 270\Omega$ bzw. 930Ω , so daß die Güten maximal waren. Die gemessene Dämpfungskurve des Filters ist in Bild 6.4 wiedergegeben. Die Welligkeit im Durchlaßbereich ist kleiner als 0,02 Np, die Sperrdämpfung größer als 2 Np. Die beiden Dämpfungspole liegen bei 566 kHz und 731 kHz. Der maximale Spannungspegel am

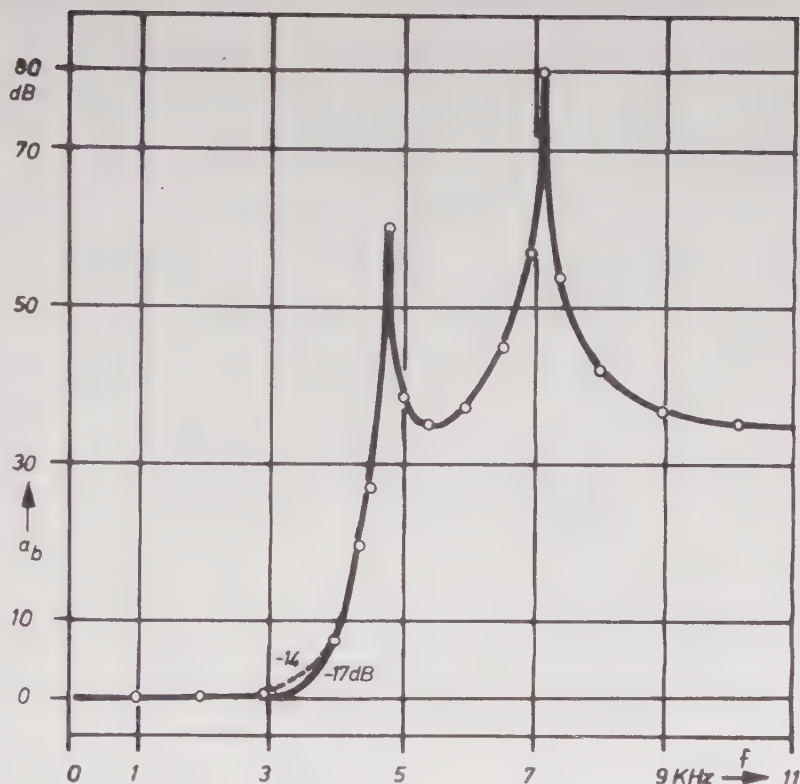


Bild 6.2 Verlauf der Betriebsdämpfung a_b des Sprachkanal-Tiefpassfilters nach Bild 6.1b in der Gyrator-C-Realisierung

Eingang, bis zu dem keine Änderung der Durchlaßdämpfung auftritt, beträgt -3 Np ($0 \text{ Np} \approx 0,775 \text{ V (eff.)}$). Diese Spannungsaussteuerung ist zwar geringer als im Falle des Sprachkanal-Tiefpasses, aber wegen des geringen Impedanzniveaus (bei 750Ω Abschlußwiderständen statt $5 \text{ k}\Omega$) ist die durch das Filter übertragene Signalleistung größer.

Die Gyratoren wurden mit ± 4 Volt betrieben. Die Gleichstromverlustleistung betrug 80 mW für beide Gyratoren. Diese gegenüber der Anordnung im Sprachkanal-Tiefpass höhere Verlustleistung wurde aus zwei Gründen vorgesehen. Erstens haben bei dieser Anwendung die Gyrationswiderstände erheblich geringere Werte; deshalb mußten auch die Emitterwiderstände der Differenzverstärker-Transistoren hinreichend klein gehalten werden, indem der Kollektor-Gleichstrom entsprechend hoch gewählt wurde. Zweitens wurde im Interesse geringerer Basis-Kollektor-Kapazitäten der Stromquellen-

bänke die Versorgungsspannung erhöht.

Die beiden Tiefpassfilter-Beispiele zeigen, daß die schwimmenden Y-Gyratoren erfolgreich bis etwa 1 MHz einsetzbar sind. Dies ist deshalb möglich, weil sie flexibel und einfach verschiedenen Anforderungen an den Frequenzbereich und an die Größe der Gyrationswiderstände angepaßt werden können.

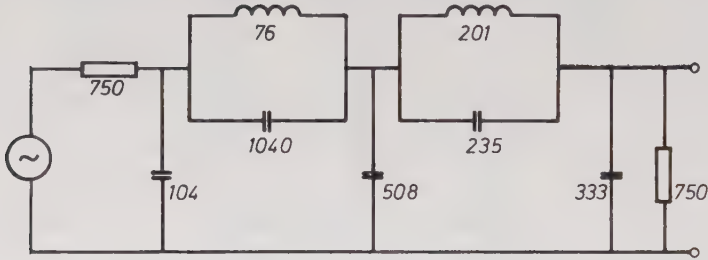


Bild 6.3 LC-Schaltung für ein Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 500 kHz. Kapazitäten in pF, Induktivitäten in μH , Widerstände in Ω .

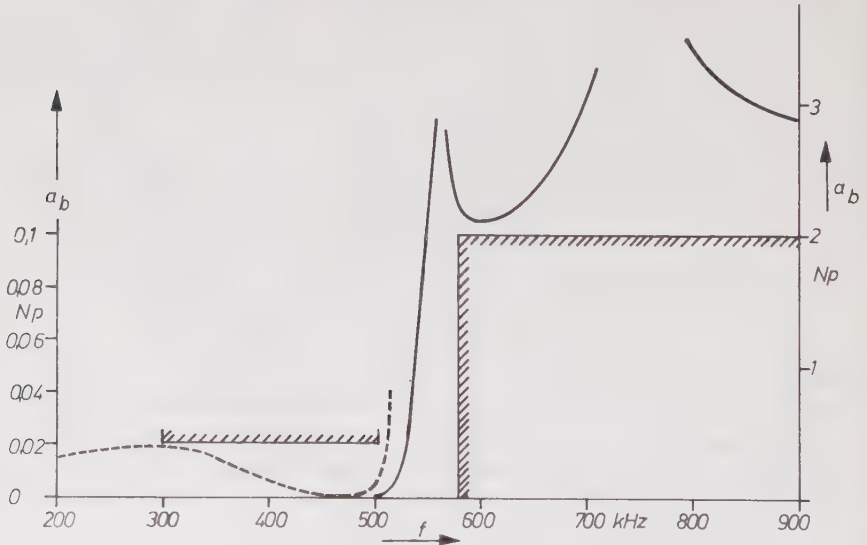


Bild 6.4 Verlauf der Betriebsdämpfung des mit schwimmenden Y-Gyratoren aufgebauten Tiefpassfilters nach Bild 6.3. Toleranzbereiche sind eingezeichnet. Durchlaßdämpfung gestrichelt (Maßstab links), Sperrdämpfung ausgezogen (Maßstab rechts)

6.3 Bandpassfilter 14. Grades mit einer Mittenfrequenz von 28,3 kHz und 10 % Bandbreite

Um die guten Eigenschaften des geerdeten Y-Gyrators nach Abschn. 5.3 zu bestätigen, wird hier ein Bandpassfilter beschrieben, das mit diesen Gyrotoren realisiert wurde. Das zu erfüllende Toleranzschema schreibt eine Bandbreite von 10 % bei einer Mittenfrequenz von 28,3 kHz vor, ferner maximal 1 dB Durchlaßdämpfung und eine Sperrdämpfung von mindestens 60 dB. Um dies mit der darüber hinaus geforderten grossen Flankensteilheit in den Übergangsbereichen von nur 300 Hz Breite erfüllen zu können, benötigen wir ein Bandpassfilter 14. Grades. Dieses Bandpassfilter haben wir synthetisiert, indem wir ein äquivalentes Tiefpassfilter C 07 1047 dem Katalog / 64 / entnommen und durch Tiefpass-Bandpass-Transformation in eine LC-Bandpassstruktur gemäß Bild 6.7a überführt haben. Diese Filterstruktur, die zwar hinsichtlich der Zahl der auftretenden Spulen nicht optimal ist, hat sich jedoch als Ausgangspunkt für eine Gyrator-C-Realisierung als günstig erwiesen. Der Streubereich $C_{\max}/C_{\min}$ der für diese Realisierung erforderlichen Kondensatoren C beträgt hier nur 30.

Dieses so erhaltene Bandpassfilter könnte mit 10 Gyrotoren realisiert werden, wenn die 6 erdfreien Induktivitäten durch schwimmende kapazitiv abgeschlossene Gyrotoren und die übrigen Induktivitäten durch 4 geerdete Gyrotoren mit kapazitivem Abschluß ersetzt würden. Aufgrund der auftretenden Resonanzüberhöhung (≈ 5), der beschränkten Aussteuerbarkeit der schwimmenden Y-Gyrotoren und der notwendigen Güte und Frequenzkonstanz in Abhängigkeit von der Aussteuerung ist von einer Realisierung mit schwimmenden Y-Gyrotoren jedoch abgesehen worden, da die mögliche maximale Eingangsspannung sehr klein würde. Wir haben daher einen anderen Weg eingeschlagen und das Filter mit 12 geerdeten Gyrotoren, also mit 2 Gyrotoren mehr als Induktivitäten in Bild 6.7a vorhanden sind, aufgebaut. Die verwendeten Gyrotoren sind hybrid integriert entsprechend Bild 5.3.5.

Für die Herleitung einer für den alleinigen Einsatz geerdeter Gyrotoren geeigneten Bandpassfilterstruktur verwenden wir die Methode der wiederholten Dualwandlung / 65 /, die wir auf Bild 6.7a anwenden. Diese Methode wird anhand eines Teilfilters, und zwar einer Bandpassfilterstruktur 6. Grades erläutert. In Bild 6.5a ist die entsprechende LC-Schaltung angegeben. Die beiden schwimmenden in Serie geschalteten Parallelresonanzkreise mit den anschließenden Querinduktivitäten (in Bild 6.5a der gestrichelt umrandete Teil des Filters) können durch das Duale, nämlich zwei geerdete, parallelgeschaltete Serienresonanzkreise mit anschließenden Längskapazitäten ersetzt werden, wenn an den gestrichelten Linien zwei Gyrotoren G_1 , G_2 eingefügt werden, die die Dualtransformation in die ursprüngliche Schaltungskonfiguration bewerkstelligen. Bild 6.5b zeigt das so erhaltene Schaltbild, das zwei einseitig geerdete

Induktivitäten aufweist. Diese einseitig geerdeten Induktivitäten werden durch eine weitere Dualwandlung mittels Gyrtoren in Kapazitäten transformiert, wie Bild 6.5c zeigt. Dieses Verfahren wenden wir nun auf die LC-Filterschaltung nach Bild 6.7a an, das prinzipiell aus drei in Kette geschalteten Gliedern gemäß Bild 6.5 aufgebaut ist. Das mittlere Filterglied, das die flankennahen Dämpfungspole des Filters enthält, ist gemäß Bild 6.5c ausgeführt. Die beiden äußeren Glieder sind unsymmetrisch, da sie auf einer Seite keinen Querparallelschwingkreis enthalten.

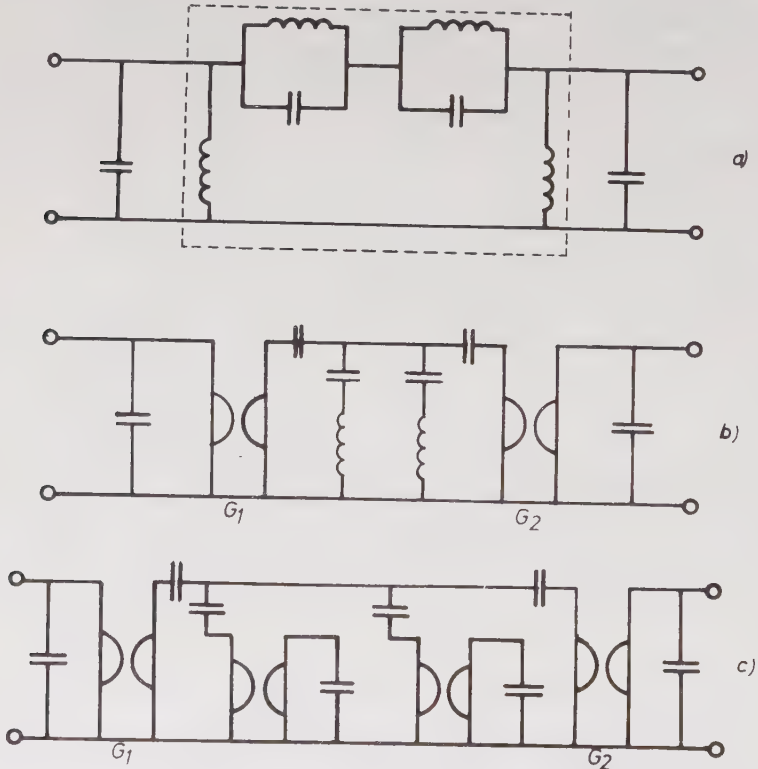


Bild 6.5 (a) LC-Schaltung eines Bandpassfilters 6. Grades
 (b) Dualwandlung des in (a) gestrichelt umrandeten Teils des Filters mit zwei Gyrtoren
 (c) Äquivalente Gyrtor-C-Schaltung

Da in der Praxis die Übertragungswiderstände r_1 und r_2 der Gyrtoren in beiden Richtungen unterschiedlich sind, ist noch eine Betrachtung über die Richtung angebracht. In der die Gyrtoren G_1 und G_2 in die Filterkette eingeschaltet werden. Im folgenden wollen wir deshalb noch allgemein die Dualwandlung eines Vierpols A mit zwei Gyrtoren G_1 , G_2 betrachten, die in den beiden Übertragsrichtungen unterschiedliche mit r_1 bzw. r_2 bezeichnete Gyrtationswiderstände haben, wie es bei praktischen

Gyratoren der Fall sein kann. Der Einfachheit halber seien die Gyratoren als verlustfrei betrachtet. Wir werden sehen, daß die Übertragungsrichtung, in der die Gyratoren G_1 und G_2 mit dem Vierpol A in Kette geschaltet werden, von Bedeutung ist. Als erstes betrachten wir zwei im gleichen Sinn zusammengeschaltete Gyratoren, wie in Bild 6.6a gezeigt ist. In diesem Bild sind auch die entsprechenden Kettenmatrizen eingetragen. Wie eine einfache Matrixmultiplikation zeigt, ist diese Schaltung identisch mit der Kettenschaltung eines idealen, impedanztransparenten Leistungsverstärkers P und des zu A dualen Vierpols A_D .

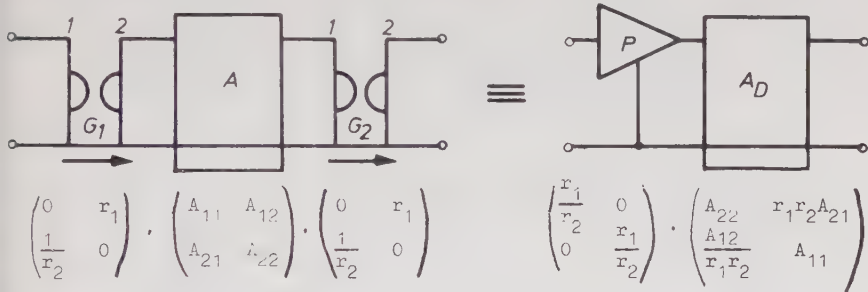


Bild 6.6a Dualwandlung eines Vierpols A mit zwei gleichen in gleicher Weise in Kette geschalteten Gyratoren und dazu äquivalente Schaltung, gebildet aus einem idealen Leistungsverstärker P und dem dualen Vierpol A_D

In Schaltung 6.6b ist prinzipiell dieselbe Schaltungsanordnung gezeigt, doch ist der Gyrator G_2 in seiner Richtung umgedreht (Anschlußklemme 1 und 2 vertauscht). Dadurch geht seine Kettenmatrix über in:

$$\begin{pmatrix} 0 & r_1 \\ \frac{1}{r_2} & 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & -r_2 \\ -\frac{1}{r_1} & 0 \end{pmatrix}$$

In Bild 6.6b sind wieder die Kettenmatrizen eingetragen, und es zeigt sich, daß diese Schaltung durch einen Vierpol A_D ersetzt werden kann, bei dem die Anschlußklemmen eines Tores überkreuzt sind.

Im Falle unseres Filters in Abzweigschaltung ist eine Phasenumkehr entsprechend der Überkreuzung nach Bild 6.6b nicht nachteilig. Hingegen war die durch das Auftreten des Leistungsverstärkers P in Bild 6.6a bedingte Nichtreziprozität unerwünscht, da das Filter als Vierpol passiv sein sollte. Aus diesem Grunde haben wir uns für die Anordnung der in Bild 6.7b durch Pfeile gekennzeichneten Übertragungsrichtungen entschieden.

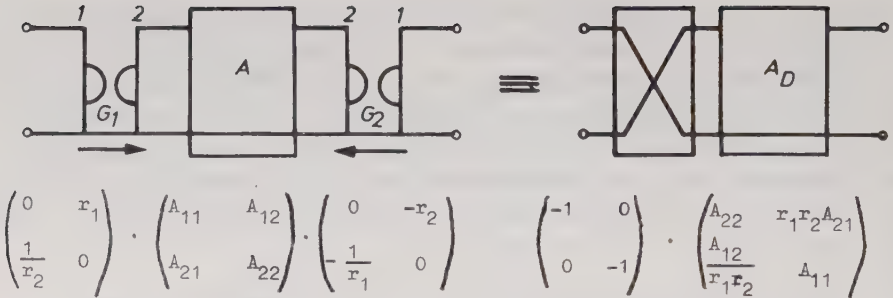


Bild 6.6b Dualwandlung eines Vierpols A mit zwei gleichen in unterschiedlicher Weise in Kette geschalteten Gyratoren (die Anschlußklemmen 1, 2 des Gyrators G_2 sind im Unterschied zu Bild 6.6a vertauscht)

Die Schaltung nach Bild 6.7b ist mit hybrid integrierten Gyratoren aufgebaut (Bild 6.8), die vor dem Einbau verlust- und phasenkompensiert wurden. Das Abstimm-
men der geerdeten Serienkreise (die den ursprünglich schwimmenden Parallelschwing-
kreisen entsprechen) auf die Polfrequenzen und der ursprünglichen geerdeten Parallel-
schwingkreise auf die Mittenfrequenz erfolgte durch Verändern der mit einem Punkt be-
zeichneten Kapazitäten.

Mit dem solcherart abgeglichenen Filter haben wir die relative Betriebsdämpfung a_b in Bild 6.7c gemessen. Die absolute Betriebsdämpfung $a_b + a_{b0}$ ist die Summe aus re-
lativer Betriebsdämpfung a_b und der Grunddämpfung $a_{b0} \approx 0,8$ dB. Wie Bild 6.7c zeigt,
ist zwischen den Polfrequenzen f_4 und f_5 noch ein Einbruch der Sperrdämpfung unter
die vorgeschriebene Sperrdämpfung von 60 dB zu sehen. Dies hat zwei Gründe. Einmal
wurden bei der Synthese alle Toleranzreserven des Filters in den Durchlaßbereich ge-
steckt, und somit war für den Sperrbereich keine Toleranzreserve vorhanden. Zum zwei-
ten waren die Gyrationenwiderstände mit $R_g = 600 \Omega$ der in Bild 6.7b durch Pfeile ge-
kennzeichneten Gyratoren nicht optimal gewählt worden. Diese Gyratoren simulieren die
ursprünglich geerdeten Parallelschwingkreise. Damit deren Güte maximal ist, sollten
diese Gyratoren auf beiden Seiten mit gleichen Kapazitäten belastet sein, was bei un-
serem Entwurf jedoch nicht der Fall ist. In einer neuen Synthese würde man auf die
beiden Punkte achten und insbesondere das unterschiedliche Verhältnis der genannten
Abschlußkapazitäten minimieren. Die Tatsache, daß alle Reserven in den Durchlaßbe-
reich gesteckt wurden, wirkte sich im Durchlaßbereich günstig aus, wie die gemessene
relative Betriebsdämpfung a_b in Bild 6.7b zeigt. Diese Reserven, die im Durchlaßbe-
reich bestehen, sind aber für die praktische Anwendung eines Filters notwendig, um
das Toleranzschema bei geänderten Versorgungsspannungen, Temperatur und Aussteuerbe-

Bild 6.7 (a) LC-Bandpassfilter

14. Grades

(b) Gyrator-G-Schaltung

entsprechend (a)

(c) Betriebsdämpfung der

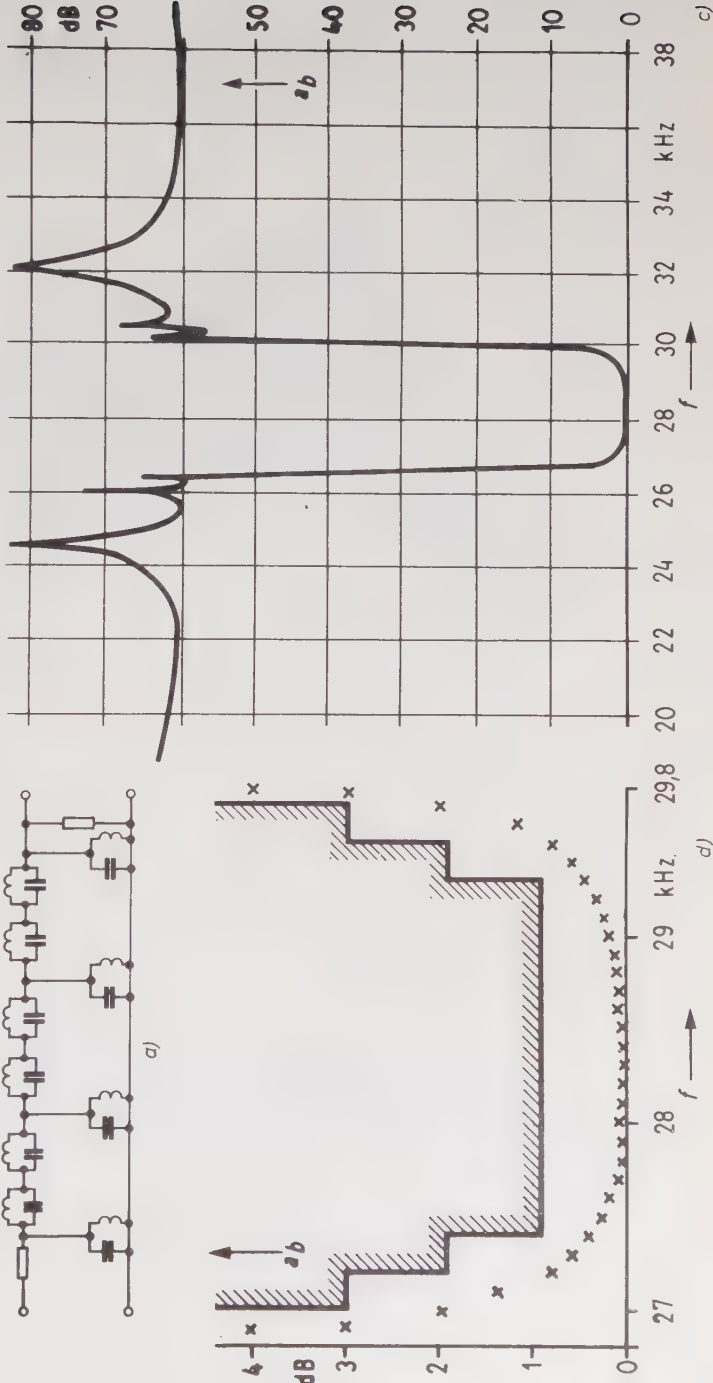
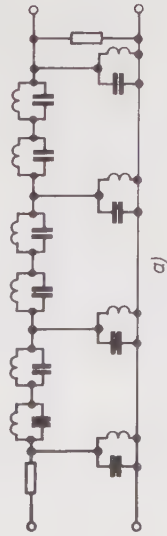
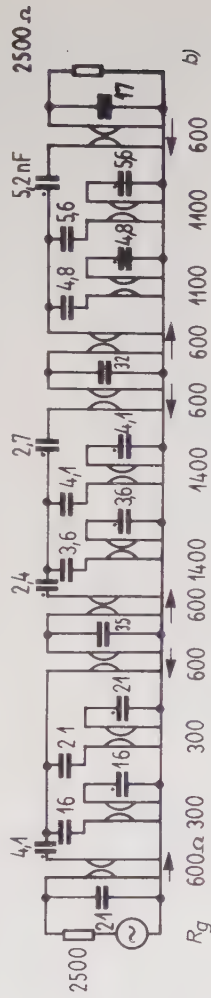
nach (b) realisiert-

ten Schaltung

(d) Betriebsdämpfung des

Durchlaßbereichs nach

(c)



reich einhalten zu können. Solche Veränderungen der Betriebsbedingungen wirken sich in der Regel zuerst im Durchlaßbereich aus. Bild 6.9 zeigt die Durchlaßdämpfungen des Filters, die bei Änderungen der Versorgungsspannung um $\pm 10\%$ gemessen sind. Es zeigt sich, daß die gekürzten Durchlaßdämpfungen das Toleranzschema gerade berühren, also gerade noch zulässig sind.

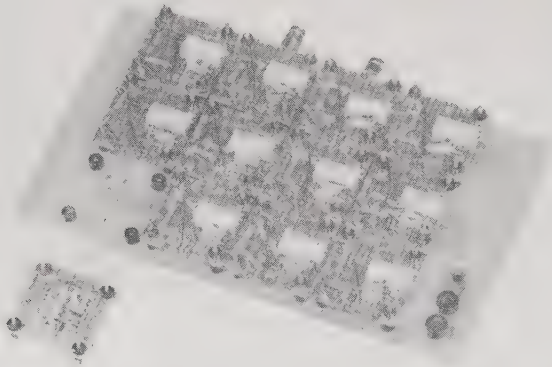


Bild 6.8 Foto des mit den hybrid integrierten Gyrotoren aufgebauten Bandpassfilters 14. Ordnung

Der zulässige Temperaturbereich für das Filter ergibt sich aus folgender Überlegung. Aus dem Temperaturkoeffizienten des Gyrotors $\alpha_g = -57 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ (vgl. Gl. 5.3.12) und dem Abstand des theoretischen Kurvenverlaufs von den Bandkanten des Toleranzschemas läßt sich der mögliche Temperaturbereich errechnen, in dem das Filter theoretisch einwandfrei arbeiten kann, wenn die passiven Elemente R und C einen Temperaturkoeffizienten von 0 haben. Da wir 75 Hz Toleranzabstand von den Bandkanten haben, können wir unter dieser Voraussetzung mit einem Temperaturbereich von $\pm 25^\circ$ rechnen. Die Temperaturabhängigkeit wurde gemessen, aber wegen der hohen Temperaturkoeffizienten der Kapazitäten von $\alpha_c = -110 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ konnte nur eine Temperaturänderung von $\pm 10^\circ$ zugelassen werden. Die Gyrationenwiderstände hatten einen Temperaturkoeffizienten von $-25 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Unter Berücksichtigung dieser Werte besteht Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem erwarteten Temperaturbereich. Eine optimale Bemessung des Filters würde passive Bauelemente R und C vorsehen, die den Temperaturkoeffizienten der Gyrotoren kompensieren.

Die Abhängigkeit von der Aussteuerung wurde ebenfalls gemessen, und hier zeigt sich, daß bis zu einem Pegel von -15 dB (0 dB = 0,775 V) das Toleranzschema erfüllt ist.

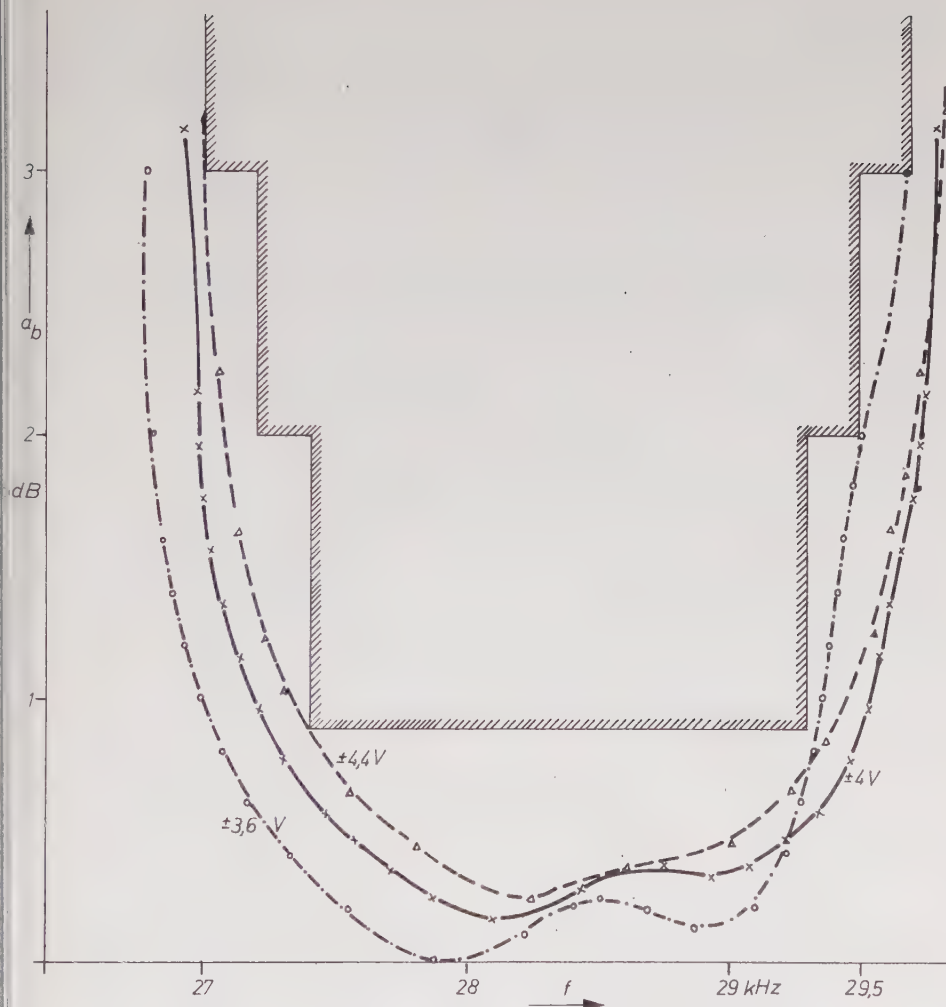


Bild 6.9 Relative Betriebsdämpfung des Durchlaßbereichs des Bandpassfilters mit der Versorgungsspannung als Parameter. Die ausgezogene Kurve ist für eine Versorgungsspannung von $\pm 4 V$ gemessen, die strichpunktierte Kurve für eine um 10 % verringerte Versorgungsspannung, die gestrichelte Kurve für um 10 % erhöhte Versorgungsspannung.

Schlußbetrachtung

In dieser Arbeit sind drei neue Gyratoren vorgestellt worden, von denen einer durch Aufspaltung der Z-Matrix, die zwei weiteren durch Aufspaltung der Y-Matrix hergeleitet sind. Eingehende Analysen haben gezeigt, daß sich hinsichtlich ihrer Stabilität die Y- und Z-Gyratoren bei reaktiver Last dual verhalten. Aus Stabilitätsgründen sind Z-Gyratoren für den Bau reaktiv belasteter Transformatoren nötig, die aus der Kettenschaltung je eines Y- und eines Z-Gyrators bestehen sollten. Die beschriebenen Y-Gyratoren hingegen eignen sich zum Bau spulenloser Schwingkreise, wozu Z-Gyratoren aus Stabilitätsgründen weniger geeignet sind. Die beiden Y-Gyratoren sind bis fast 1 MHz einsetzbar, die Stärke des schwimmenden Y-Gyrators liegt in seiner kleinen Verlustleistung und seinen guten Symmetrieeigenschaften, die Stärke des geerdeten Y-Gyrators in seinem hohen Aussteuerbereich und seinem hohen Wirkungsgrad. Beiden Gyratoren ist es gemeinsam, daß die Gyrationenwiderstände in einem weiten Bereich frei wählbar sind und daß die Gleichstromverlustleistung mit kleiner werdenden Gyrationenwiderständen höher wird. Diese zuletzt genannte Tatsache ist ein günstiger Nebeneffekt, um die Kapazitätswerte in einer günstigen Größenordnung zu halten, da mit höher werdenden Frequenzen die Gyrationenwiderstände kleiner werden. Mit den Y-Gyratoren realisierte Filter zeigen die gute Anwendbarkeit dieser Gyratoren. Insbesondere sind die schwimmenden Y-Gyratoren zum Bau von Tiefpassfiltern und geerdete Y-Gyratoren zum Bau von Hochpass- und Bandpassfiltern geeignet.

Literaturverzeichnis

- / 1 / LINVILL, J. G.: A new RC filter employing active elements.
Proc. Nat. Electr. Conf. 9 (1953) S. 342 - 352.
- / 2 / SIPRESS, J. M.: Synthesis of active RC networks.
IRE Trans. C T - 9 No. 8 (1961) S. 260 - 269.
- / 3 / MITRA, S. K.: Filter design using integrated operational
amplifiers. Wescon Techn. Papers (1969) Part 5 S. 4/1 - 4/11.
- / 4 / KAPLAN, W.: Operational methods for linear systems.
Addison - Wasley (1962).
- / 5 / HOLMES, W. H., HEINLEIN, W. E.: Parasitic effects in active
filters. Int. Conf. Microelectr. Circuit and System Theory
(1970) S. 84 - 85.
- / 6 / SIEMENS-DATENBUCH: Einzelhalbleiter.
Industrietypen 1971/72.
- / 7 / HOROWITZ, J. M.: Optimization of negative impedance conver-
sion methods. IRE Trans. C T - 6 No. 3 (1959) S. 296 - 303.
- / 8 / YANAGISAWA, T.: RC active networks using current inversion
type negative impedance converters. IRE Trans. C T - 9 (1957)
S. 140 - 144.
- / 9 / SALLEN, R. P., KEY, E. L.: A practical method of designing
RC active filters. IRE Trans. C T - 3 (1955) S. 74 - 85.
- / 10 / MOSCHYTZ, G. S.: FEN filter design using tantalum and silicon
integrated circuits. Proc. IEEE Vol. 58 No. 4 (1970) S. 550
566).
- / 11 / HOLMES, W. H., HEINLEIN, W. E., GRÜTZMANN, S.: Empfindlich-
keit von LC-Filtern, aktiven RC-Filtern und aktiven C-Filtern.
Frequenz Bd. 22 (1968) S. 2 - 11.
- / 12 / TELLEGEN, B. D. H.: The gyrator, a new electric network ele-
ment. Philips Res. Rep. 3 (1948) S. 81 - 101.
- / 13 / BOGERT, B. P.: Some gyrator and impedance inverter circuits.

Proc. IRE 43 (1955) S. 793 - 796.

- / 14 / SHARPE, G. E.: The pentode gyrator.
IRE Trans. C T - 4 (1957) S. 321 - 323.
- / 15 / GENSEL, J.: Negative Widerstände und Gyratoren.
Nachrichtentechnik (1957) S. 249 - 256.
- / 16 / HARRISON, T. J.: A gyrator realization.
IEEE Trans. C T - 10 (1963) S. 303.
- / 17 / TSIREL'SON, D. A.: Methods of making gyrators.
Telecomm. and Radio Eng. No. 4 (1966) S. 12 - 15.
- / 18 / GENSEL, J.: Güteanfachung und Grundgüte von Gyratoren, die negative Widerstände verwenden. Nachrichtentechnik (1968) S. 217 - 219.
- / 19 / Riordan, R. H. S.: Simulated inductors using differential amplifiers. Electron. Letters 3 (1967) S. 50 - 51.
- / 20 / LARKY, A. I.: Negative impedance converters.
IRE Trans. C T - 4 (1957) S. 124.
- / 21 / ANTONIOU, A. New gyrator circuits obtained by using nullors.
Electron. Letters 4 (1968) S. 87 - 88.
- / 22 / ANTONIOU, A.: Stability properties of some gyrator circuits.
Electron. Letters 4 (1968) S. 510 - 512.
- / 23 / ORCHARD, H. J., SHEAHAN, D. F.: Inductorless bandpass filters.
IEEE J. Solid-State Circ. 5 (1970) S. 108 - 118.
- / 24 / Bruton, L. T.: Nonideal performance of two-amplifier positive-impedance converters. IEEE Trans. C T - 17 (1970) S. 541 - 549).
- / 25 / TRIMMEL, H., HEINLEIN, W. E.: Fully floating chain-type gyrator circuit using OTA. London Int. Symp. on Elect. Network Theory (Sept. 1971).
- / 26 / GHAUSI, M. S., MC CARTHY, F. D.: A realization of transistor gyrators. Proc. Nat. Electr. Conf. 19 (1963) S. 396 - 407.
- / 27 / GHAUSI, M. S., MC CARTHY, F. D.: A realization of transistor

- gyrators. SCP and Solid State Technology (1964) S. 13 - 17.
- / 28 / VASUDEVA, M. S.: Gyrator Realisation.
Electron. Letters 2 (1966) S. 201 - 202.
- / 29 / SHENOI, B. A.: A 3-transistor gyrator circuit with variable
gyration resistance. Proc. of 2nd Allerton Conf. on Circuit and
System Theory (1964) S. 782 - 801.
- / 30 / SHENOI, B. A.: Practical realisation of a gyrator circuit and
RC gyrator filters. IEEE Trans. C T - 12 (1965) S. 105.
- / 31 / HOLMES, W. H., GRÜTZMANN, S., HEINLEIN, W. E.: High-performance
direct coupled gyrators. Electron. Letters 3 (1967) S. 45 - 46.
- / 32 / NEW, W., NEWCOMB, R.: A integratable time-variable gyrator.
Proc. IEEE Corresp. (1965) S. 2161 - 2162.
- / 33 / HAYKIM, S. S.: RC-gyrator low-pass filter.
Proc. IEEE Vol. 113 (1966) S. 1504 - 1506.
- / 34 / CHUA, H. T., NEWCOMB, R. W.: Integrated direct-coupled gyrator.
Electron. Letters 3 (1967) S. 182 - 184.
- / 35 / HUNECK, M.: Betrachtungen zu Gütefaktor und Frequenzbereich elek-
tronischer Gyratoren mit kleiner Leistungsaufnahme.
Nachrichtentechnik (1968) S. 448 - 453.
- / 36 / HERCHNER, D., MINNER, W.: Die Wirkungsweise und das Verhalten
eines integrierten, direktgekoppelten Gyrotors.
Frequenz Vol. 24 No. 8 (1970) S. 243 - 252.
- / 37 / GENSEL, J.: Über die Einflußempfindlichkeit bei gytrato-
rischen Verstärkern.
AEÜ Bd. 20 (1966) Heft 10 S. 546 - 556.
- / 38 / GENSEL, J.: Gyrtorverstärker und Reaktanztransistor-
Schaltungen hoher Güte. Wiss. Z. Techn. Hochsch. Ilme-
nau 13 (1967) S. 51 - 59.
- / 39 / SHEAHAN, D. F., ORCHARD, H. J.: High-quality transistorised
gyrator. Electron. Letters 2 (1966) S. 274 - 275.

- / 40 / RAO, T. N., NEWCOMB, R. W.: Direct-coupled **gyrator** suitable for integrated circuits and time variation. *Electron. Letters* 2 (1966) S. 250 - 251.
- / 41 / SHEAHAN, D. F., Orchard, H. J.: Integratable **gyrator** using M.O.S. and bipolar transistors. *Electron. Letters* 2 (1966) S. 390 - 391.
- / 42 / HAYKIM, S. S., KRAMER, S., SHEWCHUN, J., TRELEAVEN, D. H.: Integrated-circuit implementation of direct-coupled **gyrator**. *IEEE J. Solid-State Circ.* 6 (1969) S. 164 - 165.
- / 43 / HOEFER, E.: Eigenschaften einer Gyratorschaltung mit hoher Grundgüte. *NTZ No.* 1 (1970) S. 17 - 24.
- / 44 / LINGGARD, R.: High-Q **gyrator** circuit. *Proc. IEEE* (1970) S. 1871 - 1872.
- / 45 / HOLT, A. G. J., LINGGARD, R. L.: Multiterminal **gyrator**. *Proc. IEEE* Vol. 117 No. 8 (1970) S. 1591 - 1598.
- / 46 / YANAGISAWA, T.: Transistor **gyrator** using thin-film circuit. *Electr. and Comm. in Japan*, Vol. 53 No. 6 (1970) S. 41 - 48.
- / 47 / HOLT, A. G. J., TAYLOR, J.: Method of replacing undergrounded inductors by grounded **gyrators**. *Electron. Letters* 1 (1965) S. 105.
- / 48 / GENSEL, J.: Der Gyrtorverstärker als Element zum Aufbau spulenfreier Siebketten. *Wiss. Z. Elektrotechn. Leipzig* Vol. 8 (1966) S. 49 - 64.
- / 49 / SHEAHAN, D. F.: Gyrtor-flotation circuit. *Electron. Letters* 3 (1967) S. 39 - 40.
- / 50 / HOLMES, W. H., GRÜTZMANN, S., HEINLEIN, W. E.: High-quality active-C filter using **gyrators**. In: *Internat. Solid-State Circ. Conf.* 1967 S. 122 - 123.
- / 51 / HOLMES, W. H., GRÜTZMANN, S., HEINLEIN, W. E.: Direct-coupled **gyrators** with floating ports. *Electron. Letters* 3 (1967) S. 46 - 47.

- / 52 / HOLMES, W. H., HEINLEIN, W. E., GRÜTZMANN, S.: Sharp-cutoff low-pass filters using floating gyrators.
IEEE J. Solid-State Circ. 4 (1969) S. 38 - 50.
- / 53 / HOLMES, W. H.: An improved version of a floating gyrator.
IEEE J. Solid-State Circ. Corr. 5 (1969) S. 162 - 163.
- / 54 / HOLMES, W. H., HEINLEIN, W. E.: Floating-port gyrators with common-mode effects. Unveröffentlichtes Manuskript.
- / 55 / RAO, T. N.: Readily biased wideband gyrator circuit for floating or earthed inductors.
Electron. Letters 5 (1969) S. 309 - 310.
- / 56 / Bendik, J.: Equivalent gyrator networks with nullators and norators. IEEE Trans. C T - 14 (1967) S. 98.
- / 57 / MC GREGOR, I. M.: A fully integratable gyrator.
IEEE J. Solid-State Circ. 4 (1969) S. 53 - 54.
- / 58 / DEPRETERRE, E.: On the synthesis and electronic realization of non-energetic linear and non linear network elements.
London Int. Symp. on Elect. Network Theory (Sept. 1971).
- / 59 / GENSEL, J.: Notes on the structure of gyrator circuits.
Proc. IEEE 55 (1967) S. 1735 - 1736.
- / 60 / HARTHMUTH, L, DUCK, W., JENIK, F.: Aufbau und Anwendung integrierter Halbleiterschaltungen.
Regelungstechnik, Vol. 16, (1968) S. 541 - 588.
- / 61 / WILSON, G. R.: A monolithic junction FET-npn operational amplifier. IEEE J. Solid-State Circ. S C - 3 (1968) S. 341 - 348.
- / 62 / CHANG-KIANG, K., KENDALL, L.: Some new terminal NIC-circuits.
IEEE Trans. Circ. Theory Corresp. (1969) S. 379 - 380.
- / 63 / CARLIN, H. J., YOULA, D. C.: Network synthesis with negative resistors. Proc. IRE 49 (1961) S. 907 - 920.
- / 64 / SAAL, R.: Der Entwurf von Filtern mit Hilfe des Katalogs nor-

mierter Tiefpässe.

- / 65 / HAYKIN, S. S.: Synthesis of RC active filter networks.
McGraw-Hill-Publishing Comp. London (1969).
- / 66 / ORCHARD, H. J.: Inductorless filters.
Electron. Letters 2 (1966) S. 224 - 225.
- / 67 / WOODARD, J., NEWCOMB, R. W.: Sensitivity improvement of
inductorless filters.
Electron. Letters 2 (1966) S. 249 - 350.
- / 68 / WIDLAR, R. J.: Designing with super- β -transistor op-amp
I C s. EEE (1969) Dec. S. 70 - 73, EEE (1970) Feb. S. 46
- 50, EEE (1970) March S. 72 - 76.
- / 69 / DOSSE, J.: Der Transistor (1962) Oldenbourg Verlag
München, S. 150.
- / 70 / MÜLLER, J. H. W.: Low-power floating gyrator using two
direct-coupled non-differential amplifiers.
London Int. Symp. on El. Network Theory, S. 59 - 60.

LEBENS LAUF

Ich, Jochen H. W. Müller, wurde am 23. Mai 1941 als Sohn des Arztes Dr. Friedrich Müller und seiner Frau Clara Müller geb. Lug in Reichenberg/Sudetenland geboren. 1947 bis 1951 besuchte ich die Volksschule in Steyr/Oberösterreich, anschließend das Bundesgymnasium in Steyr. 1956 übersiedelten wir nach Wien, wo ich 1961 am Bundesgymnasium Wien mit der Reifeprüfung abschloß. 1961/62 studierte ich an der University of Wisconsin Electrical Engineering. Zurückgekehrt nach Wien begann ich an der TH Wien 1962 das Physikstudium, das ich 1968 mit dem Diplom abschloß.

Seit 1968 arbeite ich im Zentrallaboratorium für Nachrichtentechnik der Siemens AG in München. In dieser Zeit entstand die vorliegende Arbeit.

Erlangen, den 22. März 1972

Herrn Professor Dr. D. Seitzer und Herrn Professor Dr. R. Unbehauen danke ich für ihr Interesse und ihre Hilfe, die sie mir bei der hier vorliegenden Arbeit zukommen ließen.

Herrn Dr. W. Poschenrieder, Herrn H. Kopp und Herrn Dr. H. Bauch danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit im Rahmen meiner Tätigkeit im Zentral-Laboratorium für Nachrichtentechnik der Siemens AG durchzuführen.

Zahlreiche Ratschläge und Anregungen erhielt ich durch Diskussionen mit Herrn Dr. W. Heinlein sowie mit meinen Kollegen. Experimentell unterstützten mich Fräulein L. Güterbock und Herr E. Gürakar. Ihnen allen möchte ich dafür meinen herzlichen Dank aussprechen.

